



UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia Galileo Galilei

CORSO DI LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

*Monitoraggio della dinamica del gas ionizzato
nella Broad Line Region
di Nuclei Galattici Attivi*

Relatore: Chiar.mo Prof. PIERO RAFANELLI

Laureando: ALESSIO DE MITRI

Matricola: 619310 SA

Anno accademico
2015/2016

Abstract

Gli AGN sono alimentati da un processo di accrescimento di materia nel campo gravitazionale di un buco nero super massiccio. Poiché il fenomeno avviene in una regione troppo compatta per poter essere osservato direttamente, lo studio della natura fisica della sorgente si avvale di metodi indiretti, come l'analisi della variabilità.

Poiché non vi è ancora disponibilità di dati pubblici in quantità sufficiente, abbiamo eseguito uno studio esplorativo della cinematica del gas, rilevato in alcuni oggetti osservati in diverse epoche. Si è individuato che il campo gravitazionale negli oggetti in esame non è l'unica componente che influisce sulla dinamica del processo, soprattutto quando si considerano scale temporali lunghe rispetto ai tempi scala dinamici delle sorgenti.

Indice

1	Introduzione:	
	Il fascino dei Nuclei Galattici Attivi	1
1.1	Parte 1	1
1.1.1	Introduzione storica	1
1.1.2	Prime informazioni evidenti ricavabili dallo spettro di AGN radio quieti	4
1.1.3	SED media e motivi di interesse del Big Blue Bump	6
1.1.4	Autovettore 1 e il modello unificato	9
1.2	Parte 2	13
1.2.1	Le dimensioni della Broad Line Region dedotte dalla variabilità dell'emissione	13
1.2.2	Legame tra variabilità del continuo emesso dal disco di accrescimento e variabilità delle righe: tecnica della reverberation mapping	15
1.2.3	Il problema della stima della massa del SMBH: moti virializzati?	19
1.2.4	Giustificazione teorica del lavoro di tesi	21
2	Raccolta dati:	
	Le motivazioni e le difficoltà	23
2.1	L'Hubble Space Telescope	23
2.2	Scelta del campione dalla letteratura	24
2.3	La ricerca degli spettri	25
3	Analisi dati:	
	Descrizione del campione e misurazioni	27
3.1	Parte 1	27
3.1.1	I dati grezzi	27
3.1.2	Preparazione degli spettri	28
3.1.3	La procedura di misurazione	30
3.1.4	Le tabelle con le misure ottenute	31
3.2	Parte 2	32
3.2.1	Dipendenza della larghezza delle righe dallo stato di luminosità	33
3.2.2	Le curve di luce	39
4	Risultati:	
	Commenti e prospettive per il futuro	41
4.1	Le conclusioni ricavabili dal nostro campione	41
4.2	Possibilità di campagne osservative a lungo termine	43

Capitolo 1

Introduzione: Il fascino dei Nuclei Galattici Attivi

1.1 Il paradigma del modello unificato

1.1.1 Introduzione storica

La classificazione di alcune sorgenti luminose come “galassie attive” è legata all’enorme luminosità che esse sprigionano; in combinazione all’elevata (e, in alcuni casi, rapida) variabilità della loro luminosità su tempi scala che vanno da ore ad anni, se ne deduce che la produzione della maggior parte dell’energia avviene in volumi molto compatti. L’associazione di queste sorgenti luminose a galassie è dovuta al fatto che i fenomeni che producono l’emissione hanno un’efficienza in termini di rilascio di energia per unità di massa ben superiore ai fenomeni che regolano la produzione di energia nelle stelle (Ulrich et al., 1997).

Ciò che distingue le galassie attive dalle galassie inattive (normali o regolari) è la presenza di un buco nero super-massiccio (SMBH, dall’inglese Super Massive Black Hole) in accrescimento attivo nel loro nucleo; la materia che orbita intorno al SMBH è in condizioni tali da essere caratterizzata da un’alta efficienza radiativa.

La definizione di attività per un nucleo galattico può essere data in diverse forme: una puramente fisica, in cui un oggetto extragalattico viene considerato AGN se contiene un BH massiccio in accrescimento. La definizione osservativa invece è meno netta e lascia spazio ad oggetti che non rientrano in maniera chiara nel gruppo di AGN; un oggetto è un AGN se possiede almeno una delle seguenti proprietà:

1. Contiene una regione compatta nel nucleo che emette significativamente più energia di quanta ci si aspetti da processi stellari tipici del tipo di galassia in considerazione;
2. Mostra un chiaro segno di emissione nel continuo non derivante da processi stellari;
3. Il suo spettro contiene forti righe d’emissione con rapporti di intensità tra le righe tipici di eccitazione da un campo di radiazione non-stellare;
4. Mostra variabilità nel continuo e/o nelle righe.

Per esempio, le radio galassie sono AGN per i motivi espressi nel punto 2, LINERs (Low Ionization Nuclear Emission Regions) lo sono a causa del punto 3, mentre i blazar sono AGN per via della loro forte variabilità (Netzer, Cambridge University Press, 2013).

Lo storico problema della classificazione

La classificazione degli oggetti extragalattici nella categoria generale di AGN è stata sin dall’inizio alquanto problematica, come si può intuire dalla diversità delle definizioni osservative che descrivono il fenomeno. La prima galassia (NGC 1068, all’epoca identificata come nebulosa planetaria) facente ad

oggi parte della famiglia degli AGN fu studiata spettroscopicamente per la prima volta da Fath nel 1909 che identificò sei forti righe d'emissione: [OII] $\lambda 3727$, [NeIII] $\lambda 3869$, H β $\lambda 4861$ e [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$. Dopo la scoperta di Hubble di galassie esterne alla nostra nel 1924, il primo studio sistematico di galassie non-“normali” fu condotto da Carl Seyfert che nel 1943 isolò un campione di oggetti che mostravano forti e larghe righe di emissione prodotte da un nucleo altamente luminoso: questa descrizione è alla base della classificazione di una galassia come galassia di Seyfert, il sottogruppo più popoloso di AGN nell'Universo locale. Negli anni '60 furono scoperti i quasar: la loro identificazione come galassie fu problematica perché a causa della loro enorme distanza essi apparivano come sorgenti puntiformi, proprietà tipica delle stelle, da cui il nome di Quasi Stellar Objects (QSOs oggi); grazie alle righe di emissione di elementi altamente ionizzati e del redshift elevato, si esclude l'origine stellare della loro luce. Ad oggi il quasar più lontano conosciuto è ULAS J1120+0641, a $z = 7.085 \pm 0.003$.

Dai metodi di individuazione di nuovi AGN esposti sopra, si può immaginare lo zoo dei vari sistemi di classificazione che, sia storicamente, sia per ragioni osservative, sono stati sviluppati per tenere conto dei nuovi oggetti che man mano venivano scoperti. Poiché per tutti gli AGN fino ad oggi conosciuti non si può risolvere fotometricamente il nucleo e procedere ad un'analisi morfologica (e, quindi, della geometria della regione che emette la maggior parte dell'energia), le proprietà spettrali di questi oggetti rivestono un ruolo cruciale per comprenderne lo stato attuale, l'evoluzione e per provare a costruire un modello unificato di tutti i fenomeni osservati.

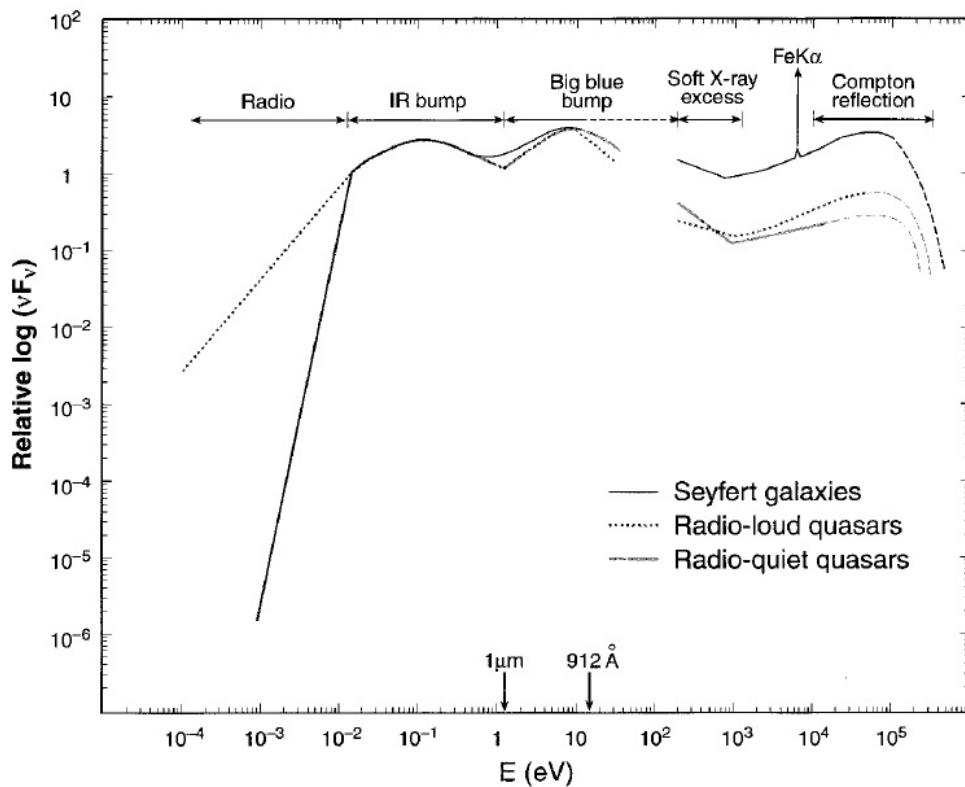


Figura 1.1: Spectral Energy Distribution per un largo campione di AGN. Fonte: Koratkar & Blaes (1999)

Osservando la Spectral Energy Distribution (SED) media di vari tipi di AGN (fig. 1.1), si nota che una prima importante differenza interessa la parte radio dello spettro elettromagnetico: gli AGN si possono dividere in radio-loud da una parte e radio-quiet dall'altra.

Tra gli AGN radio-loud rientrano le radio galassie, una parte dei quasar e le galassie di Fanaroff-Riley (di tipo I e II); tra gli AGN radio-quiet invece rientrano i restanti quasar, le galassie di Seyfert e le galassie LINER. Lo schema sotto è riassuntivo delle varie sottocategorie e delle loro proprietà principali.

Radio-quiet	Radio-loud
Radio Quiet Quasar Broad Absorption Line	Radio Loud Quasar Steep Radio Spectrum Flat Radio Spectrum Tipo-I
Seyfert 1 Sy 1.0 ... 1.9 Narrow Line Seyfert 1	Broad Line Radio Galaxy
Seyfert 2 Narrow Line X-ray Galaxy	Narrow Line Radio Galaxy Tipo-II
LINER	Weak Line Radio Galaxy <i>Tipo-III?</i>
	Blazar / OVV <i>Tipo-0?</i>
	Fanaroff-Riley I Fanaroff-Riley II
Possibili cause fisiche	
Buco nero a basso spin $a \ll 1$ Mancanza di jet relativistici Spettro prodotto dal disco di accrescimento (corpo nero più emissione non termica della corona)	Buco nero ad alto spin $a \simeq 1$ Presenza di jet, origine dell'emissione radio Jet alimentato dallo spin del buco nero

Morfologicamente questa suddivisione è parallela alla presenza o meno di jet relativistici. Queste strutture, ancora molto poco comprese, sono associate alle caratteristiche del SMBH centrale e in particolare al suo momento angolare. Una breve descrizione dei concetti fondamentali della fisica che regola i buchi neri verrà data più avanti.

AGN di tipo-I e di tipo-II

Prima di cominciare ad analizzare nel dettaglio le caratteristiche generali degli spettri degli AGN, è doveroso specificare che una distinzione basilare può essere eseguita sulla base di una differenza marcata degli spettri stessi: esistono due classi di AGN, denominate tipo-I e tipo-II, la prima delle quali mostra spettri a righe d'emissione larghe, la seconda a righe d'emissione strette. Chiariremo a fondo il significato della larghezza delle righe; il concetto importante, a questo punto, è che l'interpretazione più accreditata per giustificare questa differente apparenza degli spettri è che ci sia nelle regioni centrali che emettono la maggior parte dell'energia una qualche forma di oscuramento che assorbe parte della radiazione emessa e lascia filtrare la componente stretta che poi si osserva.

Questa distinzione basilare, però, comporta un po' di confusione e non è del tutto univoca visto che esistono sorgenti di alta luminosità, in genere associate ad AGN di tipo-I, che mostrano righe con $FWHM \simeq 1000 \text{ km s}^{-1}$. Si ha allora bisogno di un altro parametro che permetta di distinguere tra le due classi: negli AGN di tipo-I di alta luminosità, le righe proibite (le righe strette in emissione, di cui chiariremo tra poco l'origine) sono viste direttamente contro il continuo e quindi le loro larghezze equivalenti (definite in questo caso come il rapporto del flusso integrato della riga rispetto al flusso del continuo adiacente) sono decisamente inferiori a quelle delle sorgenti di tipo-II.

L'obiettivo di questa tesi è lo studio della dinamica del gas ionizzato nelle regioni centrali degli AGN di tipo-I; in quest'ottica, includere la categoria degli AGN radio-loud, con la presenza del jet relativistico, può portare a difficoltà di analisi spettroscopica poiché per piccoli angoli di vista rispetto

all'asse del getto la radiazione prodotta nel getto è fortemente collimata da effetti relativistici e domina il continuo dello spettro (Ulrich et al., 1997); oppure può indurre effetti di polarizzazione della luce a causa dei quali la categoria in cui un AGN viene classificato varia in base al filtro di selezione della polarizzazione della luce. Da ora in avanti, dunque, ci concentreremo prevalentemente su AGN quieti nella regione radio, per i quali si può pensare di ricavare informazioni riguardo la dinamica e lo stato del gas delle regioni intorno al SMBH centrale e citeremo solo come confronto la controparte radio-loud.

1.1.2 Prime informazioni evidenti ricavabili dallo spettro di AGN radio quieti

Confrontando gli spettri di diverse galassie di Seyfert risulta immediatamente palese come vi sia una prima divisione in due gruppi: ci sono spettri che mostrano sia righe in emissione molto larghe che strette e spettri che mostrano solo righe strette. In fig. 1.2 e fig. 1.3 sono rappresentati spettri di due prototipi di galassie di Seyfert 1 e di Seyfert 2 rispettivamente. Le righe larghe si identificano con transizioni atomiche permesse (cioè, la loro probabilità di transizione è sufficientemente elevata da permettere alla riga di essere emessa indipendentemente dallo stato del materiale in cui esse vengono eccitate) mentre le righe strette sono transizioni dette proibite (cioè sono transizioni atomiche che hanno una probabilità di avvenire inferiore e possono pertanto essere prodotte solo in particolari condizioni, come gas abbastanza rarefatti): interpretando la larghezza delle righe come velocità degli atomi emittenti (allargamento Doppler) si ottengono valori per le righe larghe che vanno dai circa 2000 km s^{-1} a oltre anche i 10000 km s^{-1} , mentre le righe strette non superano i 1000 km s^{-1} , mantenendosi in genere sul centinaio di km s^{-1} .

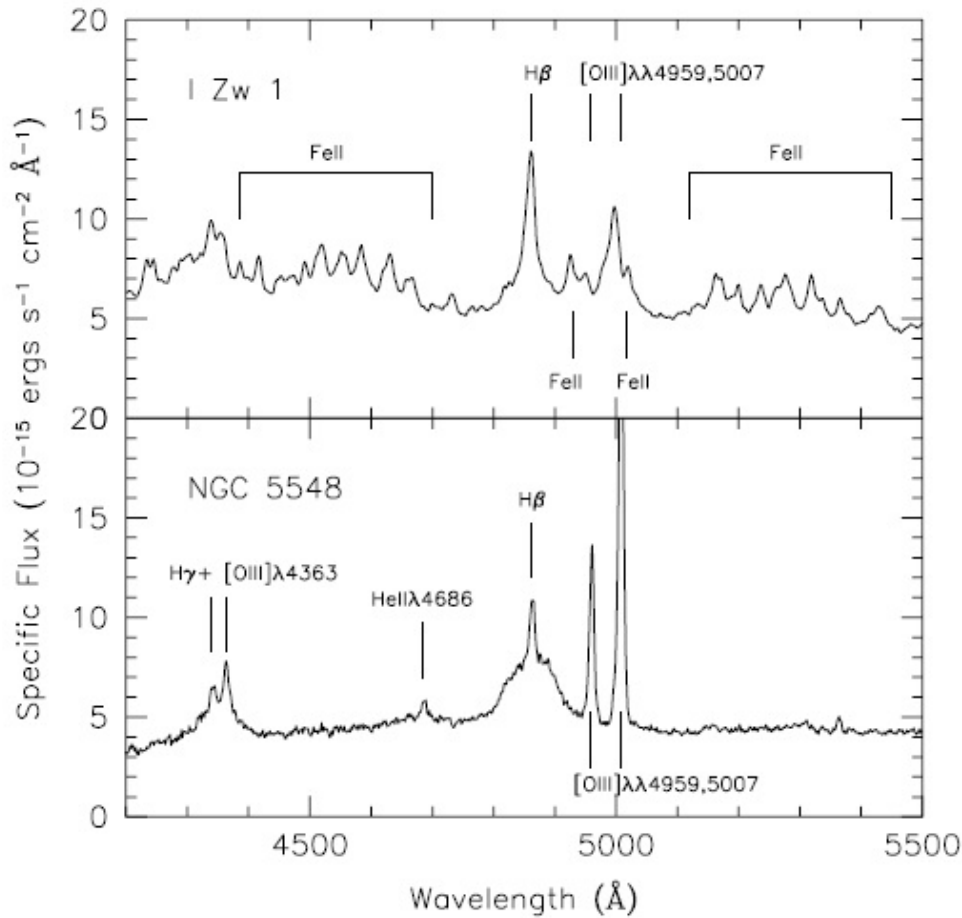


Figura 1.2: Spettri di due prototipi di galassia di Seyfert 1. Fonte: Sulentic et al. (2007)

Questa netta separazione in velocità porta a immaginare che le regioni che emettono righe larghe e righe strette siano sia geometricamente che fisicamente regioni distinte in cui il gas è in condizioni

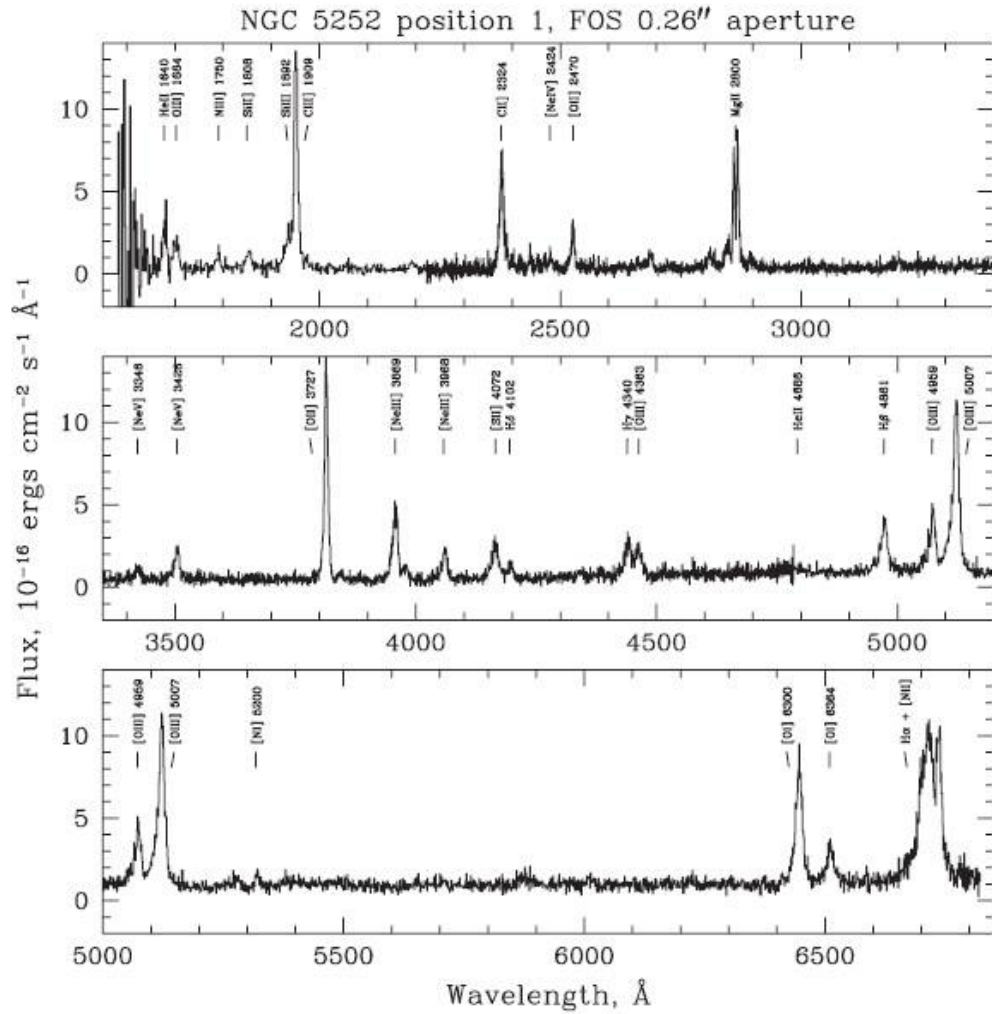


Figura 1.3: Spettro di un prototipo di galassia di Seyfert 2. Fonte: Netzer, Cambridge University Press, (2013)

differenti: la Broad Line Region (BLR), la zona da cui vengono emesse appunto le righe larghe, occupa un raggio più piccolo (nel caso in cui essa abbia simmetria sferica) rispetto alla Narrow Line Region (NLR) perché, se il modello che prevede un centro gravitazionale molto forte al centro del nucleo galattico (il buco nero supermassiccio centrale) è corretto, allora il materiale che orbita a velocità inferiori deve necessariamente trovarsi a maggiore distanza dal centro di attrazione gravitazionale. Questa previsione è corretta fino a quando la forza principale che regola i moti è la forza gravitazionale, e quindi si hanno moti kepleriani, ma nel momento in cui entrano in gioco altre forze (come una eventuale pressione di radiazione prodotta dall'intenso irraggiamento proveniente dalle regioni più interne rispetto a quella in considerazione, o forze di attrito dovute ad effetti viscosi per l'alta densità) si ha un allontanamento da questo andamento tanto maggiore quanto minore è l'effetto della forza gravitazionale.

Se la NLR occupa una zona più lontana dal nucleo rispetto alla BLR, come è stato confermato osservativamente in alcuni casi in cui è risolta fotometricamente (come NGC 7212, NGC 1068, NGC 4151, solo per citarne alcuni), allora vi è una distribuzione radiale della densità (a causa del fatto che le transizioni proibite avvengono solo in gas sufficientemente diluiti) che è in accordo con una diminuzione della velocità con l'aumentare del raggio; questa non è una conferma che i moti sono virializzati, ma quantomeno aiuta a costruirsi un'idea della dinamica delle regioni in considerazione.

Le galassie di Seyfert 2 che sono caratterizzate da spettri contenenti solo righe strette sono ormai ritenute essere delle galassie di Seyfert 1 in cui la BLR è oscurata da una nube di gas molecolare; la distribuzione geometrica più accreditata per questo sistema che blocca la linea di vista verso le regioni

più interne del nucleo è quella toroidale; da considerazioni statistiche di popolamento delle classi di Seyfert 1 e Seyfert 2 si può dedurre che il toro di gas molecolare occupa almeno il 75% dell'angolo solido del cielo visto dal centro del nucleo. Una conferma indiretta dell'esistenza del toro è data dal fatto che il continuo delle galassie di Seyfert 2, poiché filtrato da una nube assorbente, varia più lentamente e con ampiezza minore rispetto al continuo delle Seyfert 1.

Un caso osservativamente interessante è quello rappresentato dalle galassie di Seyfert il cui spettro mostra righe strette sia per le transizioni permesse che per quelle proibite: chiamate *Narrow Line Seyfert 1* (NLS1) esse non sono galassie di Seyfert 2 perché le righe permesse sono presenti, ma hanno una larghezza massima di circa 2000 km s^{-1} ; visto che le righe permesse, come abbiamo detto, vengono emesse da una regione più interna rispetto alla regione che emette le righe strette, vuol dire che la visuale diretta sulla zona vicina al centro del nucleo non è oscurata, ma, allo stesso tempo, la minore dispersione in velocità degli atomi porta a pensare che la BLR delle NLS1 sia in uno stato diverso rispetto alla BLR delle "normali" Seyfert 1. Si pensa che possano entrare in gioco effetti di evoluzione, in cui le NLS1s occupano uno stadio iniziale della sequenza (Grupe, 2004) poiché la luminosità emessa da queste galassie è altamente variabile, sintomo di instabilità. Inoltre, sono caratterizzate da un alto tasso di accrescimento, che definiremo meglio più avanti, associato ad una piccola massa del buco nero centrale.

1.1.3 SED media e motivi di interesse del Big Blue Bump

Altre caratteristiche inerenti la struttura interna del nucleo delle galassie attive si possono dedurre dalle loro Spectral Energy Distribution medie. Una specificazione è immediatamente doverosa: il concetto di "media" è esteso ad un largo campione di AGN di uno stesso tipo senza considerare il momento in cui sono stati ottenuti i loro spettri; in questa maniera, si cercano le proprietà generali di una famiglia, magari in condivisione con le altre sottoclassi di AGN, piuttosto che procedere all'identificazione degli stati particolari in cui si trovano i singoli AGN che compongono il campione che determina la SED.

E' importante rimarcare che la SED di un AGN è ben diversa dalla SED di una stella o dalla SED una galassia regolare (che è, in prima approssimazione, una composizione delle SED delle singole stelle pesata sulla popolazione stellare che compone la galassia). In aggiunta, la SED degli AGN è simile su oltre 7 ordini di grandezza in luminosità, attraverso quasi tutto lo spettro elettromagnetico: abbiamo infatti applicato una prima distinzione, tra AGN radio-loud e AGN radio-quiet. Questa incredibile similitudine nelle proprietà spettrali è indice che il motore centrale di produzione dell'energia ha la capacità di scalare con la luminosità.

La spontanea simmetria sferica intorno ad una sorgente gravitazionale è rotta dalla presenza di un asse, in genere associato al momento angolare del gas che orbita intorno al buco nero centrale. L'esistenza di tale asse, suggerito dalle osservazioni dei flussi di materia espulsi dalle regioni centrali lungo direzioni ben collimate, implica che il gas si dispone su un piano ortogonale all'asse del momento angolare: la stabilità del sistema e l'accrescimento di materia su di esso sono mantenuti dalla bassa velocità radiale e da processi dissipativi (di "viscosità") ancora poco compresi, che permettono un'alta efficienza della trasformazione dell'energia gravitazionale in calore, campi magnetici e "venti" uscenti. Queste considerazioni portano alla previsione (per ora, e per lungo tempo a venire, data la difficoltà tecnica che implica la risoluzione delle zone più centrali di un AGN) puramente teorica di un disco di accrescimento in rotazione intorno al SMBH.

L'ipotesi più diffusa è che a causa della densità di materia il disco sia otticamente spesso e che emetta radiazione termica. Imponendo localmente una emissione di corpo nero per ogni anello del disco, si ottiene che più di metà della luminosità bolometrica è emessa nella regione ottica/ultravioletta dello spettro: è il cosiddetto Big Blue Bump (BBB) (Koratkar & Blaes, 1999). Il picco di emissione dipende dalla massa del SMBH centrale, ma si può stimare che si trovi intorno ai $1000\text{\AA}$ (fig. 1.1). E' per questo motivo che la regione spettrale che va dall'ottico all'ultravioletto è così interessante: dà informazioni dirette sul principale meccanismo di produzione dell'energia. Inoltre da questa condizione si può ricavare la dipendenza teorica della temperatura dal raggio del disco di accrescimento, benché tale previsione non può essere confermata osservativamente in maniera diretta per via delle piccolissime dimensioni (relative) del disco di accrescimento.

Nell'infrarosso vi è un'altra emissione caratteristica, benché meno evidente: si crede sia generata dal riprocessamento dell'emissione del BBB da parte di polvere in un intervallo di temperatura di $10 - 1800$ K e distribuita su un intervallo radiale abbastanza grande intorno alla sorgente centrale di radiazione UV. Le SED di galassie di Seyfert, avendo nuclei meno luminosi dei quasar, subiscono una contaminazione maggiore della luce stellare e il minimo profondo a $1\mu\text{m}$ che si nota nelle SED dei quasar è difficilmente identificabile nelle SED delle galassie di Seyfert.

Dal lato più energetico del BBB si intravede un "eccesso di raggi X deboli" rispetto all'interpolazione dal continuo a legge di potenza osservato nella parte dura della regione X dello spettro elettromagnetico; l'eccesso però non è identificabile a causa di varie difficoltà osservative, la principale delle quali è l'assorbimento da parte del gas neutro della nostra Galassia. Questa radiazione, infatti, ionizza l'idrogeno e quindi viene assorbita appena raggiunge la Via Lattea. Il risultato è che non potremo osservarla, almeno fin quando i rilevatori rimarranno all'interno della nostra Galassia, e risulta essere la parte meno compresa della SED degli AGN.

Regione degli X-duri, riprocessamento e indice spettrale

Per quanto i modelli che provano a spiegare la forma della SED nella regione degli X-duri siano degeneri nella predizione delle condizioni termiche e cinematiche della materia che produce l'energia in questa regione spettrale, una ipotesi è più accreditata di altre. Non trattando altrove in questa tesi la struttura e la cinematica interna dei dischi di accrescimento, diamo solo qualche accenno a cosa può avvenire per produrre questa radiazione.

E' probabile che forti campi magnetici influenzino la struttura delle regioni più interne degli AGN, da cui proviene la radiazione X: infatti, sono un'importante fonte di viscosità (e quindi di riscaldamento della corona) e possono incanalare il vento dalla superficie del disco di accrescimento; inoltre, la rapidità ed estrema ampiezza della variabilità della radiazione X comporta che questa sia originata in una regione molto compatta intorno alla sorgente gravitazionale centrale. Una corona di gas diluito ad altissima temperatura (10^8 K) potrebbe essere in moto turbolento e cedere materia al disco in fenomeni di accrescimento non totalmente continui. La densità del disco, a sua volta, non permette temperature superiori a 10^5 K, anche per i casi di accrescimento più rapido (e quindi di massa del buco nero minore, con conseguente maggiore tasso di accrescimento da parte della materia che orbita nel disco).

L'ipotesi più accreditata porta alla predizione che i raggi-X siano formati dall'interazione dei fotoni di (relativamente) bassa energia che interagiscono per free-free con il gas diluito della corona. Quest'idea è supportata dal fatto che la frazione di energia trasportata dai raggi-X rispetto all'energia totale è dipendente dalla luminosità bolometrica: in sorgenti deboli è maggiore che nelle sorgenti altamente luminose, perché si suppone che motore centrale degli AGN rimanga simile nei suoi parametri fondamentali per tutti gli oggetti di una certa classe (Netzer, Cambridge University Press, 2013).

Assumendo che lo spettro sia rappresentato da una legge di potenza del tipo $F_\nu \propto \nu^{\alpha_x}$, è utile definire l'indice spettrale della regione dei raggi X perché è un parametro che risulterà importante nella descrizione della nuova classificazione degli AGN: dagli spettri di quasar radio-quieti si ottiene un indice $\alpha_x = -1.72 \pm 0.09$, mentre per le galassie di Seyfert si ha $\alpha_x \simeq -1.37$.

Dalla distribuzione teorica della temperatura del disco di accrescimento in funzione del raggio, si deduce facilmente che il continuo ottico viene emesso da regioni più esterne, e che man mano che ci si avvicina al centro si passa per la regione che emette il continuo UV per arrivare alle zone più vicine al SMBH che emettono la radiazione ionizzante dei raggi X.

I parametri fondamentali dei buchi neri

Come abbiamo detto, il centro gravitazionale intorno a cui si accumula la materia in un disco di accrescimento è il SMBH centrale. I buchi neri sono casi estremi di curvatura dello spaziotempo e sono descritti dalla relatività generale (RG) o da teorie di gravitazione alternative; adotteremo una descrizione relativistica, per quanto espressa in termini newtoniani. Secondo la teoria corrente, massa, carica e momento angolare sono le uniche proprietà che un buco nero può possedere: questo è noto

come teorema “no-hair”.

E’ conveniente descrivere le proprietà basilari di un BH di massa M usando il raggio gravitazionale, definito come

$$r_g = \frac{GM}{c^2} \quad (1.1)$$

dove G è la costante di gravitazione universale pari a $G = (6,67408 \pm 0.00031) \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$ e c la velocità della luce nel vuoto, $c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$. Con buona approssimazione, $r_g \simeq 1.5 \cdot 10^{13} M_8 \text{ cm} \simeq 0.5 \cdot 10^{-5} M_8 \text{ pc}$, dove M_8 è la massa del BH espressa in unità di 10^8 masse solari ($M_\odot$).

Per quanto teoricamente possibili, tratteremo soltanto BH stazionari (detti di Schwarzschild) e rotanti (detti di Kerr) poiché le probabilità che un BH possa accumulare una significativa carica elettrica in un processo astrofisico è estremamente bassa. Tutte le proprietà di buchi neri stazionari sono descritte dal loro raggio gravitazionale, mentre per i buchi neri rotanti alle quantità fondamentali per descriverli si aggiunge il momento angolare: legato al momento angolare s , definito da

$$s \simeq I\Omega \simeq MR_g c \quad (1.2)$$

dove I è il momento d’inerzia del BH e Ω la velocità angolare sull’orizzonte del BH. Parecchie quantità importanti dei BH negli AGN dipendono dallo spin poiché esso determina la massima energia che può essere estratta da parte del disco di accrescimento.

Dalla definizione della metrica di Kerr, che descrive in generale lo spaziotempo intorno ad un buco nero rotante (come sempre, la stazionarietà è un caso particolare dello stato dinamico di un sistema), si può calcolare il raggio dell’orizzonte: per un buco nero stazionario l’orizzonte è definito dal raggio di Schwarzschild e vale $r_S = 2r_g$, mentre per un buco nero rotante si ha $r_+ = r_g[1 \pm (1 - a^2)]^{1/2}$, dove $a \in [-1, 1]$ è definito come un raggio normalizzato e descrive la quantità di momento angolare del BH per unità di massa (mentre il segno definisce il verso di rotazione).

La RG ci permette di calcolare le orbite delle particelle in vicinanza di BH stazionari e rotanti. In particolare, l’orbita circolare stabile più interna (il cui raggio è detto marginal stability radius, r_{ms}) è l’ultima orbita prima che la particella cada direttamente nell’orizzonte degli eventi. Per un buco nero di Schwarzschild $r_{ms} = 6r_g$, mentre per un BH di Kerr con $a > 0$, $r_g \leq r_{ms} \leq 6r_g$. Il valore di r_{ms} determina la frazione di energia potenziale gravitazionale che è convertita in radiazione elettromagnetica durante l’accrescimento: minore è r_{ms} , maggiore è la frazione. Per dischi di accrescimento sottili, r_{ms} indica il raggio più interno del disco.

Per completezza, citiamo che il caso $a < 0$ prevede che il BH e il disco di accrescimento ruotino in direzioni opposte, nel qual caso l’orbita circolare stabile più interna ha raggio $r_{ms} = 9r_g$. Generalmente, all’inizio dell’evento di accrescimento intorno a un BH rotante, lo spin del buco nero e il momento angolare del disco di materia non sono obbligatoriamente allineati, con una progressiva sovrapposizione in funzione dell’evoluzione.

La fisica che regola la formazione, l’evoluzione e la dinamica del disco di accrescimento è complicata e ancora non esiste un modello unico che descriva in maniera coerente tutti i fenomeni indirettamente collegati alla presenza di un disco di accrescimento intorno ad un SMBH. Il rilascio di energia gravitazionale sotto forma di radiazione è un processo che è dipendente dalla geometria del sistema e, in particolare, configurazioni sferiche e non-sferiche possono portare a effetti molto diversi fra loro.

Le due quantità fondamentali che determinano lo stato di un disco di accrescimento sono la luminosità di Eddington e il tasso di accrescimento di Eddington. Per una sorgente puntiforme di massa M , luminosità totale L , e luminosità monocromatica L_ν , posta al centro di una nube di gas totalmente ionizzato la pressione di radiazione che agisce su una particella a distanza r è

$$f_{rad} = \frac{N_e \sigma_T}{4\pi r^2 c} \int_0^\infty L_\nu d\nu \quad (1.3)$$

dove N_e è la densità elettronica e σ_T è la sezione d’urto di Thomson. La forza gravitazionale sulla singola particella di gas è

$$f_g = \frac{G M \mu m_p N_e}{r^2} \quad (1.4)$$

dove μ è il peso molecolare medio (circa 1.17 per un gas completamente ionizzato con composizione solare).

Accrescimento sferico può procedere quando $f_g > f_{rad}$, con il caso limite che definisce la luminosità di Eddington:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c G M \mu m_p}{\sigma_T} \simeq 1.5 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg s}^{-1} \quad (1.5)$$

Il valore di L_{Edd} così definito è la massima luminosità che un oggetto, di fissata massa M , alimentato da un accrescimento stazionario, può emettere. Su tempi scala cosmici, come vedremo tra pochissimo, il valore di L_{Edd} può variare, cioè aumentare, poiché con l'accrescimento aumenta anche la massa M dell'oggetto. Nella precedente definizione di L_{Edd} è considerato solo lo scattering Thomson, ipotesi appropriata per un plasma totalmente ionizzato.

Definendo il tasso di accrescimento come

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \quad (1.6)$$

dove η è l'efficienza della trasformazione di massa in luminosità, il tasso di accrescimento di Eddington $\dot{M}_{Edd}$ è il tasso di accrescimento massimo permesso per produrre una luminosità totale pari a L_{Edd} mantenendo la stazionarietà. Dal tasso di accrescimento di Eddington, si può ricavare il tempo di Eddington, definito come

$$t_{Edd} = \frac{M}{\dot{M}_{Edd}} \simeq 4 \cdot 10^8 \eta \text{ yrs} \quad (1.7)$$

che è il tempo scala tipico su cui si ha una variazione sostanziale di L_{Edd} (Netzer, Cambridge University Press, 2013).

1.1.4 Autovettore 1 e il modello unificato

Dalla discussione precedente sulle caratteristiche in comune degli AGN e le peculiarità che contraddistinguono le varie famiglie, si può notare come cominci ad esserci evidenza di un modello strutturale e dinamico condiviso, in cui il parametro principale che contraddistingue AGN di tipo-I e di tipo-II è l'angolo di vista; torneremo a breve su questo punto.

All'interno della famiglia degli AGN di tipo-I, alcune correlazioni si sono rivelate essere particolarmente strette. Da una analisi delle componenti principali (PCA in inglese) effettuata inizialmente su un largo campione di AGN a basso redshift si sono isolate delle proprietà spettroscopiche comuni, che vanno sotto il nome di "autovettore 1" (Netzer, Cambridge University Press, 2013).

Così come per le stelle il diagramma H-R fornisce un'ottima discriminazione tra le principali classi spettrali (permettendo di identificare stelle in stati particolari) e consente di tracciare una sequenza evolutiva, una parametrizzazione simile per gli AGN permetterebbe di mettere ordine tra l'enorme vastità di fenomeni osservati. Il parametro fondamentale che determina la posizione e la traiettoria di una stella nello spazio bidimensionale temperatura-luminosità (come è il diagramma H-R) è la sua massa. E' chiaro dai dati osservativi che per gli AGN non è sufficiente tenere conto di solo due proprietà per rimuovere la degenerazione tra i processi fisici che regolano l'emissione di energia e l'angolo di vista da cui viene osservato il nucleo attivo.

Invece della massa, che guida la relazione fondamentale nel piano H-R per le stelle, nell'interpretazione dell'autovettore 1 si ritiene che il tasso di accrescimento normalizzato al valore di Eddington ($\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$) sia il principale fattore di differenziazione, seguito dalla massa del BH e dall'orientazione della sorgente; è un'ipotesi questa, però, che richiede ancora molte verifiche e che non incontra favore universale (Sulentic et al., 2007).

Le proprietà spettrali migliori per descrivere lo spazio dell'autovettore 1, tutte definite dopo una correzione opportuna per eliminare componenti strette delle righe, sono:

1. La FWHM della riga $H\beta$ ($FWHM(H\beta)$);
2. $R(FeII) = EW(FeII \lambda 4570blend)/EW(H\beta)$;
3. Pendenza del continuo dei raggi x soffici, α_x (a volte designato come Γ_x);
4. $c(1/2)$ = spostamento (normalmente verso il blu) del centroide della FWHM del C IV.

Associando una caratteristica fisica a queste proprietà, si può dire che si misurano:

1. La dispersione di velocità delle nubi della BLR, di cui parleremo più avanti;
2. La forza relativa dell'emissione del FeII rispetto all'emissione dell' $H\beta$, cioè il grado di metallicità del gas
3. La forza dell'eccesso nei raggi X
4. L'ampiezza di moti radiali sistematici del gas

Possiamo ipotizzare con ragionevolezza che le quantità 1, 2 e 4 sono sensibili al rapporto di Eddington, che è proporzionale alla luminosità dell'oggetto; le quantità 1 e 4 possono essere invece sensibili all'inclinazione dell'oggetto (e, in minor misura, allo specifico modello cinematico utilizzato per descrivere la BLR); la quantità 3 si pensa che dipenda dalla massa del BH e dalla densità elettronica (Sulentic et al., 2007).

Confrontando l'andamento dei parametri presi in coppia, si possono ottenere delle informazioni basilari sugli AGN di tipo-I. La dispersione intrinseca dei parametri è molto maggiore degli errori di misurazione: ciò implica che non tutti gli AGN che emettono righe larghe sono simili e uno spettro medio che non tiene in considerazione queste differenze ha lo stesso valore di uno spettro medio stellare che coinvolge tutta la sequenza O-B-A-F-G-K-M. La maggioranza degli AGN radio quieti occupa una zona ristretta dello spazio dell'autovettore 1, come mostrato in fig. 1.4; dalla figura si nota come esiste una sorta di "sequenza principale" dalla forma di L. Possono essere identificate due principali popolazioni: una popolazione A di pure sorgenti RQ e una popolazione B di sorgenti miste; il valore di FWHM di $H\beta$ che meglio divide le due popolazioni è pari a circa 4000 km s^{-1} , poiché intorno a questa velocità si ha una modesta sovrapposizione tra le due popolazioni. Non è ancora chiaro, ma su questo punto torneremo tra poco, se questa rappresentazione costituisca una vera dicotomia tra le sorgenti o se le due popolazioni siano gli estremi di una singola sequenza evolutiva. (Sulentic et al., 2007)

Le popolazioni A e B possono mostrare profili per la riga del C IV molto diversi fra loro: nella popolazione B, contraddistinta da una $FWHM(H\beta) > 4000 \text{ km s}^{-1}$, il C IV è più o meno simmetrico; al contrario, negli AGN di popolazione A, per i quali la riga $H\beta$ è più stretta, l'emissione del C IV mostra un eccesso nell'ala blu della riga: si pensa che parte della riga si formi in un gas uscente dalla zona centrale (probabilmente, un vento prodotto dal disco di accrescimento), ma non vi è corrispondenza nel profilo della riga dell' $H\beta$ (Netzer, Cambridge University Press, 2013).

Una rozza spiegazione della differente dinamica degli atomi di HI e CIV tiene conto della dipendenza radiale del parametro di ionizzazione per i due diversi atomi (che definiremo successivamente, in prima approssimazione misura il numero di atomi di una certa specie ionizzati dalla radiazione prodotta nel disco di accrescimento rispetto al numero totale di atomi di idrogeno) che implica che gli atomi di C IV occupino mediamente una regione esterna rispetto agli atomi di H I che producono la riga $H\beta$ e ciò comporta che siano più sensibili alla forte pressione di radiazione prodotta dal motore centrale. Il fatto che siano proprio gli AGN di popolazione A, con la larghezza di $H\beta$ inferiore, ad avere un eccesso di emissione nell'ala del CIV potrebbe essere collegato ad un effetto evolutivo tra le due popolazioni, in cui le zone più vicine al centro sono più sensibili all'alto tasso di accrescimento del SMBH centrale (Coatman et al., 2016). Una (debole) conferma osservativa di questo fenomeno potrebbe essere la presenza delle NLS1s tra gli AGN di popolazione A. L'asimmetria della riga del CIV tra ala blu e ala rossa può invece essere spiegata con un effetto di oscuramento da parte del disco di accrescimento della parte simmetrica del vento che produce la forte ala blu del CIV.

Per completezza citiamo che l'idea che le popolazioni A e B non siano i due estremi di una sequenza evolutiva ma invece rappresentino due tipologie di fenomeni differenti è supportata dall'ipotesi che lo

spin del SMBH possa avere un ruolo importante accanto al rapporto di Eddington per la luminosità e il tasso di accrescimento normalizzato; mancano però basi teoriche per collegare questo parametro del buco nero centrale alle proprietà della radiazione nelle regioni ottica/ultravioletta e dei raggi X-soffici (Sulentic et al., 2007). Altri parametri fisici che potrebbero influenzare la suddivisione tra le due popolazioni sono la densità e la composizione del gas, anche se il rapporto reciproco tra L_{bol}/L_{Edd} e metallicità non è compreso.

Un modello unificato?

Benché la nomenclatura usata divida in generale gli AGN solo in tipo-I e tipo-II (ricordiamo ancora che al tipo-I appartengono AGN con linea di vista sul nucleo non oscurata, mentre al tipo-II appartengono AGN per i quali c'è forte oscuramento che in pratica estingue quasi tutta la radiazione ottica-UV emessa dal primo parsec intorno al SMBH), non vi è ancora un modello unificato per tenere conto di tutti i fenomeni osservativi.

Lo schema che ad oggi è più largamente accettato prevede un SMBH centrale circondato da disco di accrescimento e aggiunge altri elementi per provare a descrivere in maniera coerente l'emissione dalla regione radio ai raggi gamma.

Per tenere conto della differenza osservativa più netta, cioè quella tra AGN con spettri a righe larghe e AGN con spettri a righe strette, il primo elemento che viene naturale considerare è un toro molecolare, che introduce una dipendenza dall'angolo di vista dei parametri che possono essere osservati. Già questa semplice componente, però, ha dei problemi nello spiegare le proprietà degli AGN meno luminosi (come i LINERs) e più luminosi ad alti redshift (Netzer, Cambridge University Press, 2013).

Per includere nello stesso schema gli AGN radio-loud e gamma-ray-loud c'è bisogno di ancora una componente: un jet relativistico emanato dalle vicinanze del BH. Le proprietà basilari di tale jet includono collimazione, variabilità nelle regioni radio e dei raggi-gamma, moti super-luminali, emissione

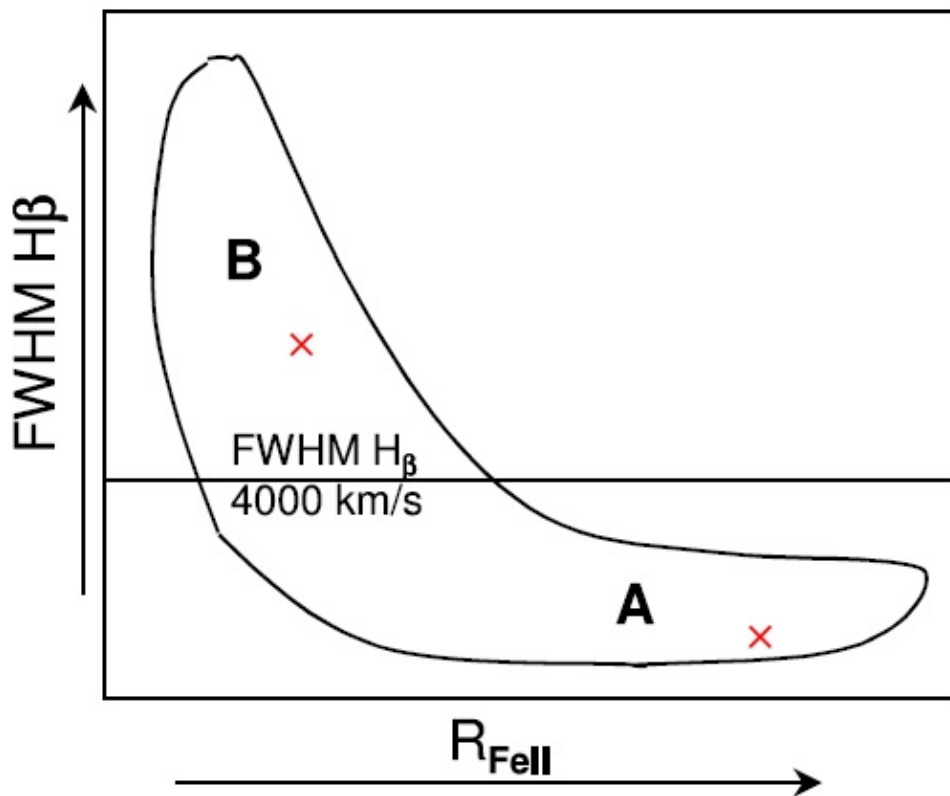


Figura 1.4: Sequenza principale di occupazione degli AGN in funzione di composizione chimica e dinamica del gas della BLR. Fonte: Sulentic et al. (2007)

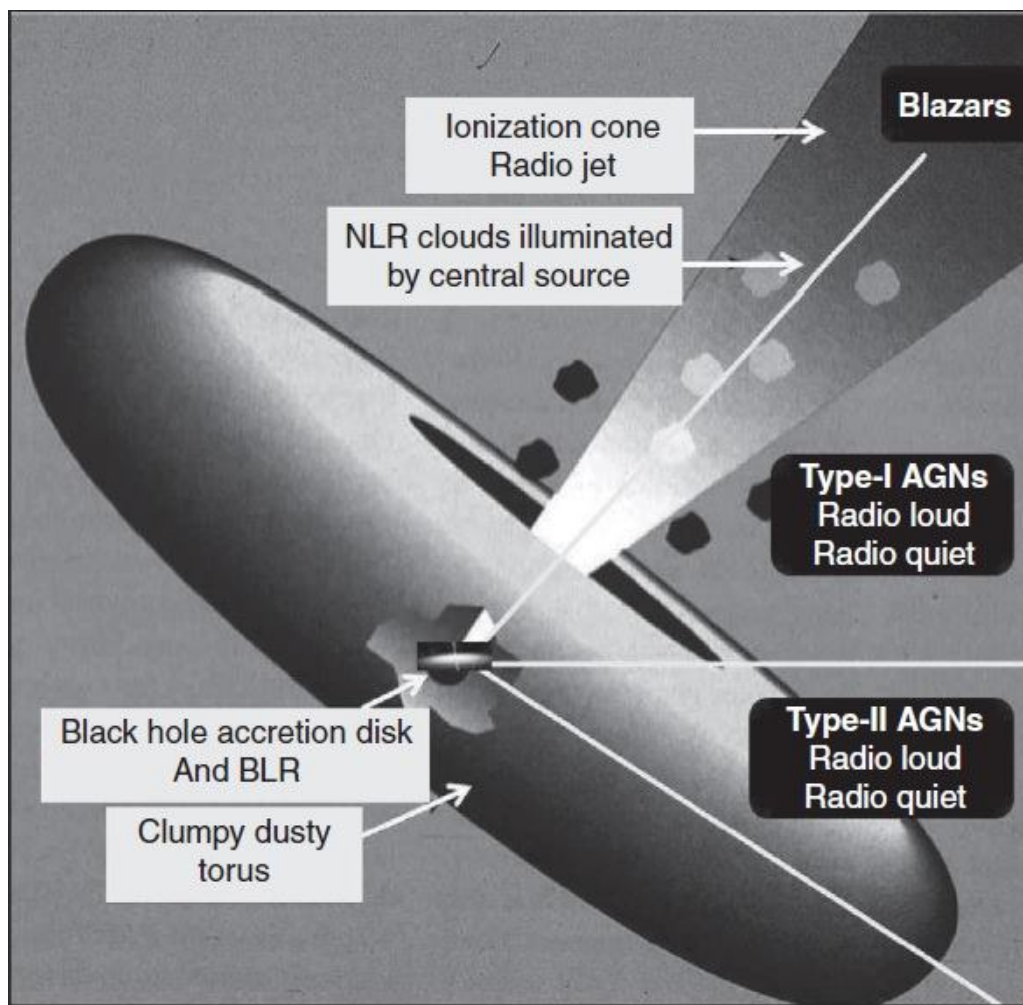


Figura 1.5: Schema illustrativo per le varie componenti fisiche prese in considerazione per il modello unificato degli AGN. Fonte: Netzer, Cambridge University Press (2013)

non termica di particelle relativistiche (aspetto, questo, di cui si conosce ben poco anche a livello teorico). Questa componente ha però dei problemi nel giustificare le proprietà osservative delle radio-sorgenti di tipo FR-I e FR-II. E' ragionevole pensare che il jet venga emesso lungo l'asse dello spin del buco nero centrale e ortogonalmente al piano del disco di accrescimento. Questo porta ad un'ulteriore dipendenza dall'angolo di vista per quanto riguarda la luminosità e la variabilità del jet.

Una ipotetica maniera per valutare l'angolo di vista è di studiare le righe di emissione più forti e di scomporle in due componenti: una componente larga emessa ad una certa distanza dal nucleo, possibilmente all'interno del raggio del toro, e una componente stretta che si origina a distanze maggiori; l'intensità relativa di queste componenti potrebbe dare un'idea della quantità di oscuramento dovuto ad un sistema intorno alle regioni centrali. Il problema di questa procedura è che la separazione di una stessa riga in due componenti distinte non ha sempre un'interpretazione fisica immediata e a volte è addirittura sterile data la regolarità del profilo complessivo della riga. Si potrebbe utilizzare la forte riga dell'[OIII] $\lambda 5007$ come template di un profilo stretto, ma la sottrazione di questa componente pone problemi pratici; verrà brevemente discussa questa procedura più avanti.

Concludendo, l'elaborazione di un modello unificato è ancora lontana da una formulazione definitiva sia per quanto riguarda la struttura che per quanto riguarda la dinamica del sistema complessivo e sviluppi in questo senso potranno essere portati anche dagli studi di variabilità, che è un elemento che non deve assolutamente mancare nella descrizione finale degli AGN.

1.2 Variabilità dell'emissione degli AGN di tipo-I: continuo e righe

1.2.1 Le dimensioni della Broad Line Region dedotte dalla variabilità dell'emissione

Come abbiamo accennato precedentemente la variabilità della luminosità è una caratteristica fondamentale per un AGN.

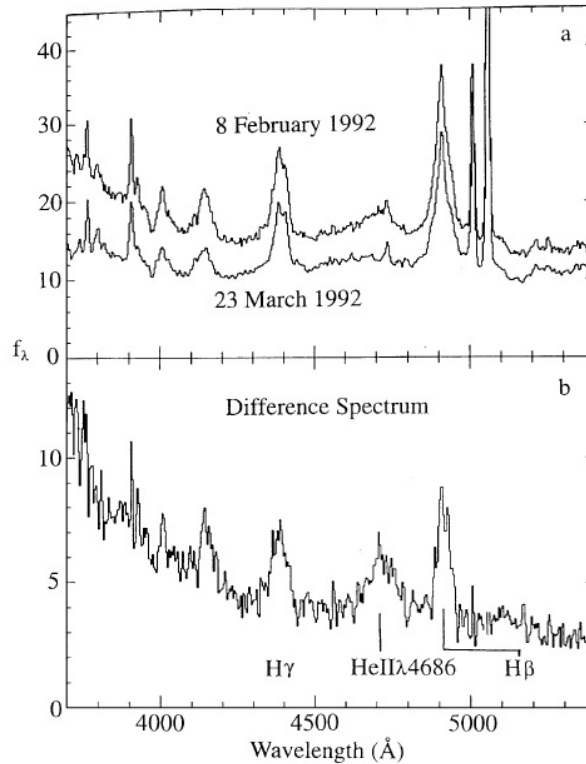


Figura 1.6: Spettro ottico del nucleo di NGC 3783. Si nota la forte variabilità della riga HeII $\lambda 4686$. Scala delle ordinate in unità di 10^{-15} . Fonte: Ulrich et al., (1997)

Parallelamente all'evoluzione secolare su tempi scala dell'ordine del tempo di Eddington (circa $10^7 - 10^8$ anni, in base all'efficienza della conversione massa-energia nel disco di accrescimento) vi è una variabilità di estrema rapidità che non può essere ignorata nella costruzione di un qualsiasi modello di AGN e che permetterebbe, se vi fosse un campione di dati di sufficiente qualità, di ottenere preziose informazioni sulla geometria e la conseguente dinamica delle zone centrali del nucleo.

Il disco di accrescimento produce un continuo altamente energetico e variabile nel tempo che ionizza e riscalda il gas del nucleo: i flussi delle righe larghe di emissione rispondono quindi ai cambiamenti della radiazione proveniente dalla sorgente centrale. Sfortunatamente, dallo studio dei soli profili delle righe di emissione si possono ricavare solo poche informazioni poiché molti modelli dinamici del gas ionizzato degenerano nella predizione di tali profili.

In ogni caso, si possono dedurre alcune proprietà basilari riguardo la natura della BLR:

- C'è forte evidenza di una componente in moto radiale uscente in molti AGN: infatti alcune righe d'emissione hanno forti asimmetrie dal lato blu, il che implica che stiamo osservando materia che si muove verso di noi. Inoltre sono abbastanza frequenti complesse strutture in assorbimento (prevalentemente nelle regioni UV e dei raggi-X) leggermente spostate verso il blu rispetto al redshift sistemico della galassia ospite e c'è evidenza che esse sono originate ad una distanza simile a quella da cui vengono emesse le righe larghe.
- C'è forte evidenza che l'accelerazione gravitazionale da parte della sorgente centrale sia importante nella dinamica. Come discusso tra poco, si può ottenere una stima delle dimensioni fisiche

della regione emettente le righe tramite la tecnica del reverberation mapping. Il raggio caratteristico per ogni riga, ottenuto assumendo una condizione di virialità data l'importanza della sorgente gravitazionale nella dinamica, è differente, con righe di alta ionizzazione provenienti da parti più vicine alla sorgente centrale rispetto alle righe di bassa ionizzazione. Questo dimostra che vi è stratificazione nel grado di ionizzazione all'interno della BLR.

La condizione di moti viriali ipotizzata per il gas ionizzato che emette le righe più larghe porta direttamente ad una stima della massa del buco nero centrale, che calcoliamo come

$$M_{BH} = f \frac{r \Delta V^2}{G} \quad (1.8)$$

dove G è la costante di gravità ed f è un fattore di scala che dipende dalla geometria e cinematica della BLR, tuttora sconosciute.

L'importanza degli studi sulla variabilità si mostra in maniera chiarissima dal fatto che da essa si possono ottenere indicazioni fondamentali sui processi di accrescimento sul disco e fuoriuscita di materia sotto forma di vento e si possono quindi valutare le incertezze sistematiche nella misura della massa dei SMBH centrali. (Peterson & Horne, 2004)

La scoperta della rapida variabilità dei quasar, nell'ordine dei giorni, fu importante nel momento in cui avvenne perché sulla base di considerazioni di coerenza per la trasmissione dell'informazione essa comporta che la dimensione della regione che emette il continuo deve essere dell'ordine dei giorni luce ($1 \text{ giorno} - \text{luce} = 2.6 \cdot 10^{15} \text{ cm}$): affinché la sorgente vari coerentemente, l'intera regione emettente dev'essere causalmente connessa, implicando una dimensione massima della sorgente basata sul tempo di propagazione della luce. (Peterson, 2001)

Inoltre, la scoperta della variabilità così veloce dei quasar ebbe storicamente un ruolo cruciale nell'elaborazione dell'idea che gli AGN sono alimentati da buchi neri supermassicci. Le prime congetture riguardo la presenza di SMBH negli AGN erano basate sul limite inferiore posto dalla massa di Eddington in funzione della luminosità bolometrica misurata: per avere una forza gravitazionale agente su un gas ionizzato che sia maggiore della pressione di radiazione bisogna che

$$M > M_{Edd} \simeq 8 \cdot 10^5 L_{44} M_{\odot} \quad (1.9)$$

dove $L_{44} = L_{bol}/(10^{44} \text{ erg s}^{-1})$. Le rapide variazioni di luminosità impongono piccole dimensioni della regione emettente: per esempio, ad una luminosità media di $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ variabile su tempi scala di un giorno, si associa un raggio pari a circa $10^4 r_g$, dove r_g è il raggio gravitazionale (Peterson, 2001).

La variabilità è un fenomeno che interessa tutte le lunghezze d'onda dello spettro elettromagnetico che si sono osservate. Le variazioni sembrano essere aperiodiche e hanno ampiezza variabile, sia nel tempo per una fissata lunghezza d'onda sia in funzione della luminosità: oggetti meno luminosi mostrano variabilità più contenuta. La variabilità nella regione dei raggi-X è una caratteristica fondamentale degli AGN: storicamente fu l'elemento grazie al quale furono eliminate le alternative al SMBH centrale per spiegare l'alta luminosità, come stelle massicce o starbursts.

Analizzando la dipendenza della variabilità dalla lunghezza d'onda, si osserva che la regione dei raggi-X è interessata dalla variabilità di maggior ampiezza e che la regione ottica-UV risponde non in sincrono con le variazioni a lunghezze d'onda minori. Due modelli sono stati proposti per tenere conto di questo fenomeno: il primo, considera la radiazione X come prodotto del riprocessamento della radiazione ottica-UV da parte di una corona di elettroni relativistici ad altissima temperatura che per effetto Compton inverso rimettono i fotoni prodotti dal disco di accrescimento a lunghezze d'onda minori; in questo caso, le variazioni dei raggi-X sono in ritardo rispetto alle variazioni della parte ottica-UV dello spettro. Il secondo modello, invece, considera le bande ottiche-UV come riprocessamento della radiazione X da parte della materia più fredda ed esterna del disco di accrescimento; in questo secondo caso, la variabilità ottica-UV è in ritardo rispetto alla variabilità dei raggi-X. Purtroppo ad oggi non ci sono dati osservativi abbastanza chiari da poter escludere una, l'altra teoria, od entrambe, poiché sono osservati sia ritardi che anticipi. (Gaskell & Klimek, 2003)

Uno strumento utile per caratterizzare la variabilità è lo spettro di densità di potenza (PSD, dall'inglese Power Density Spectrum), che è il prodotto della trasformata di Fourier della curva di luce con il suo complesso coniugato. Il PDS per gli AGN è spesso parametrizzato da una legge di potenza

$$P(f) = f^{-\alpha} \quad (1.10)$$

con $1 < \alpha < 2$, su scale che vanno da ore a mesi. La potenza totale delle variazioni sulla scala di tempo considerata è ottenuta integrando il PDS su tutte le frequenze. Per prevenire una divergenza nella potenza totale calcolata, ad una frequenza caratteristica si deve avere un cambio nell'indice α , che deve diventare < 1 . Si può calibrare la relazione per gli AGN sui PDS di sorgenti di raggi-X di massa stellare: in esse si osserva che la frequenza caratteristica è inversamente correlata alla massa del sistema, anche se non se ne comprende ancora il motivo, e risulta essere dell'ordine di 0.1 Hz. L'idea è che una volta stimata la massa del BH da

$$t_{crossing} = \frac{r_g}{c} \simeq 10^3 M_8 s \quad (1.11)$$

tempo caratteristico della variabilità nella regione dei raggi-X, la frequenza caratteristica degli AGN risulterà essere intorno ai 10^{-10} Hz. Soltanto in un caso, NGC 3516, è stato possibile identificare la frequenza caratteristica con un'accuratezza accettabile e si è trovato $f_c \simeq 4 \cdot 10^{-7}$ Hz, che corrisponde a tempi scala di circa un mese; la massa del SMBH dedotta con questo metodo è dell'ordine di $10^6 - 10^7 M_\odot$ (Peterson, 2001).

Il rumore rosa: altri casi in cui si manifesta

Il "rumore rosa" $1/f^a$ è propriamente definito per $0 < a < 2$ ed è un segnale con uno spettro di frequenza tale che la densità di potenza spettrale (erg/Hz o W/Hz) è inversamente proporzionale alla frequenza del segnale. In particolare, l'energia emessa per ogni ottava (musicale) è costante.

Negli ultimi 25 anni il rumore rosa è stato scoperto nelle fluttuazioni statistiche di sistemi straordinariamente diversi, dalla fisica alla biologia. Esempi in cui si manifesta sono le fluttuazioni della marea e dell'altezza dei fiumi, della luce emessa dai quasar (e dagli AGN in generale), del battito cardiaco. Martin Gardner (1978) ha indagato in quale maniera la musica imita la natura: i suoni in natura non sono musicali nel senso che tendono ad essere o troppo ripetitivi (canto di un uccello, ronzio di un insetto) o troppo caotici (onde dell'oceano, vento tra gli alberi, e così via). La risposta è stata data su considerazioni statistiche e porta all'interpretazione dei fenomeni considerati non sotto un aspetto di variazioni di frequenza organizzate, ma di ampiezza: in questo senso, anche le fluttuazioni del tono della voce e del volume della musica seguono un andamento di potenza di "rumore rosa". (Wikipedia, 2016)

Rimarchiamo nuovamente l'attrazione verso una periodicità (o una combinazione di periodicità) nelle curve di luce dei raggi-X, che potrebbe riflettere moti orbitali di qualche componente o effetti di precessione: tali periodicità sono state cercate, a lungo, ma fino ad oggi mai dimostrate.

Infine, si potrebbe supporre ancora che la complessità della forma della curva di luce possa essere derivante dalla presenza di molte tipologie di regioni variabili casualmente: il numero di tali tipi di regioni però non può essere eccessivamente elevato, altrimenti le variazioni stocastiche complessive su un periodo lungo 2-3 volte il tempo scala della variabilità ad una certa lunghezza d'onda avrebbero media costante; ciò comporta che se già con poche regioni emettenti in maniera differente non si riesce a trovare una periodicità, i processi sono casuali oppure hanno un periodo troppo lungo per essere identificato.

1.2.2 Legame tra variabilità del continuo emesso dal disco di accrescimento e variabilità delle righe: tecnica della reverberation mapping

Osservati per sufficiente tempo, tutti gli AGN di tipo-I mostrano variazioni nella luminosità del continuo nella banda ottica-UV; dopo ancora più tempo, l'affermazione è valida anche per le righe larghe di emissione. Queste variazioni sono strettamente correlate: in generale, si ha una dipendenza diretta del flusso integrato di quasi tutte le righe con le variazioni del continuo adiacente. Tale comportamento è l'evidenza più chiara che la sorgente di ionizzazione e riscaldamento per il gas emettente le righe larghe è il motore centrale che emette il continuo.

Lo sfasamento temporale tra la variazione del continuo e la variazione associata nella riga fornisce una semplice stima della dimensione della BLR. La tecnica del reverberation mapping (RM) si basa sull'idea che la risposta di un sistema ad un input conosciuto può essere usata per dedurre la struttura e la cinematica del sistema rispondente: nel caso degli AGN il segnale di input è generato dalla sorgente centrale del continuo.

Dalle considerazioni già espresse sulla coerenza delle variazioni, il ritardo della risposta delle righe rispetto alle variazioni della sorgente centrale è associato al tempo di propagazione della luce all'interno della BLR: le righe di emissione “riecheggiano” o “riverberano”. Si possono trarre subito delle conclusioni basilari: (Peterson, 2001)

1. Le nubi che emettono le righe sono relativamente vicine alla sorgente del continuo poiché i tempi scala caratteristici sono piccoli;
2. Le nubi emettenti sono otticamente spesse; se fossero sottili, le righe d'emissione risponderebbero in maniera minima alle variazioni del continuo;
3. Le variazioni osservate del continuo ottico-UV sono legate alle variazioni della sorgente ionizzante centrale.

Espressa in altri termini, la struttura e la cinematica della BLR può essere mappata tramite lo studio dettagliato della risposta delle righe larghe di emissione ai cambiamenti del continuo. Le ipotesi iniziali sulle quali si basa la tecnica della RM sono poche e semplici, facilmente giustificabili dai risultati: (Peterson & Horne, 2004)

- Il continuo è originato da una singola sorgente centrale. La dimensione del disco di accrescimento è dell'ordine dei $10^{13} - 10^{14}$ cm (10^{-5} pc), circa un fattore 10^{-2} più piccolo delle dimensioni che risulta avere la BLR. E' utile notare che non è necessario assumere emissione isotropa per il continuo.
- Il tempo di propagazione della luce $t_l = r/c$ è la più importante scala di tempo. Altre scale potenzialmente interessanti sono: il tempo di ricombinazione $t_{rec} = (n_e \alpha_A)^{-1}$ (con α_A coefficiente di ricombinazione radiativo: $\alpha_A = \sum_n <\sigma_n v_e>$, σ_n sezione d'urto per ogni processo di ricombinazione a livello n degli ioni della specie in considerazione e v_e velocità degli e^-), che per $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ risulta essere dell'ordine di 0.1hr, cioè virtualmente istantaneo rispetto al tempo scala di propagazione della luce, che va dai giorni alle settimane in AGN mediamente luminosi; il tempo dinamico per il gas della BLR $t_{dyn} \simeq r/\Delta V$, che per AGN mediamente luminosi è dell'ordine dei 3-5 anni. Gli esperimenti di RM devono essere quindi condotti in tempi relativamente brevi rispetto al tempo scala dinamico per prevenire “distensioni” nella curva di luce.
- Esiste una semplice relazione, anche se non necessariamente lineare, tra il continuo osservato e il continuo ionizzante. In particolare, il continuo osservato deve variare in fase con il continuo ionizzante che è la radiazione che guida la variabilità delle righe. Questa probabilmente è l'ipotesi più fragile poiché non c'è evidenza che il continuo a lunghezze d'onda maggiori vari in ritardo rispetto al continuo a lunghezze d'onda minori.

Da queste ipotesi, un modello che prevede una risposta lineare può essere descritto da

$$L(V, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(V, \tau) C(t - \tau) d\tau \quad (1.12)$$

dove $L(v, t)$ è la curva di luce della riga in esame valutata ad una larghezza-Doppler ΔV dal centro, $C(t)$ è la curva di luce del continuo e $\Psi(V, \tau)$ è la cosiddetta funzione di trasferimento che dipende dalla geometria, dalla dinamica e dalla fisica del gas che riprocesa la radiazione continua nella BLR. Una soluzione unica di un'equazione integrale di questa forma richiede una grande quantità di dati di alta qualità. Nella pratica, per oggetti poco luminosi è difficile ottenere spettri con rapporto S/N (segnale/rumore) elevato e ben campionati nel tempo; si tenta quindi un approccio meno ambizioso: la funzione di trasferimento mono-dimensionale $\Psi(t)$ descrive la risposta della luminosità integrata della riga, cioè

$$L(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(\tau) C(t - \tau) d\tau \quad (1.13)$$

In sostanza, $L(t)$ è la convoluzione di $C(t)$ con $\Psi(t)$: applicando il teorema di convoluzione, $\tilde{\Psi}(\omega) = \tilde{L}(\omega)/\tilde{C}(\omega)$, si potrebbe ottenere la trasformata di Fourier di $\Psi(t)$ e da essa ottenere una mappatura della geometria della regione che emette la riga di emissione in esame. Nella pratica, però, questo non è possibile perché $L(t)$ e $C(t)$ in genere non sono campionati uniformemente e gli errori di misurazione sono elevati. Questo settore ha portato allo sviluppo di metodi alternativi, come la tecnica di correlazione incrociata, che però non sono argomento di questa tesi.

Le equazioni 1.12 e 1.13 sono equazioni lineari, che, come abbiamo detto nella discussione dei principi sui quali si basa la tecnica della RM, non sempre rispecchiano la realtà osservativa: in ogni caso, le variazioni di luminosità sulle scale temporali indagate negli esperimenti di RM sono dell'ordine di qualche punto percentuale e sostituendo a $L(t)$ e $C(t)$ le differenze dai loro valori medi (nel tempo) si rimuovono gli effetti delle componenti non-variabili; questo è equivalente ad applicare una espansione al primo ordine dell'equazione di trasferimento, operazione possibile data la piccolezza relativa delle variazioni (Netzer, Cambridge University Press, 2013).

Per quei pochi AGN per i quali sono stati misurati i ritardi per più di una riga di emissione, si è scoperto che le righe di emissione di più alta ionizzazione rispondono più rapidamente alle variazioni del continuo rispetto alle righe di più bassa ionizzazione, dimostrando chiaramente che la ionizzazione nella BLR è stratificata. Questa distribuzione è confermata dalla proprietà delle righe d'emissione degli atomi maggiormente ionizzati ad essere tendenzialmente più larghe delle righe di bassa ionizzazione. La relazione empirica che lega i tempi di ritardo della risposta delle righe alle loro larghezze rivela che $\tau \propto (\Delta V)^{-2}$, che è l'andamento aspettato nel caso in cui la dinamica del gas della BLR sia dominata dal forte potenziale gravitazionale della sorgente centrale.

Il parametro di ionizzazione

L'andamento radiale della ionizzazione può essere dedotto dai modelli di equilibrio per la fotoionizzazione per le nubi emettenti ed è parametrizzato dalla “forma” (spettrale) del continuo ionizzante. Il concetto più importante, comune a tutti questi modelli, è la definizione di un “parametro di ionizzazione” (Netzer, Cambridge University Press, 2013). Le definizioni che si trovano in letteratura hanno lievi differenze; per come si interpreta il parametro in questa tesi, esso indica il tasso di ionizzazione di una specie rispetto alla capacità di ricombinazione complessiva dello ione, dipendente dalla densità elettronica

$$U = \int_{E_1}^{E_2} \frac{(L_E/E) dE}{4\pi r^2 c n_e} \quad (1.14)$$

I limiti di energia E_1 e E_2 definiscono una sorta di “intervallo di ionizzazione” ed è ragionevole impostarli, per ogni specie di ione in un intorno dell'energia di ionizzazione; a rigore si potrebbe scegliere l'energia E_1 come l'energia di ionizzazione e l'energia E_2 come l'energia di ricombinazione, se fosse possibile definirla in maniera semplice. E' uso comune, quindi, scegliere un piccolo intervallo intorno all'energia di ionizzazione per la densità delle energie di ionizzazione per tutti gli elementi sulla scala delle energie. Si hanno quindi valori distinti del parametro per ogni ione. L'aspetto importante è che per un fissato elemento si ha la stratificazione del grado di ionizzazione: questo è evidente dal fatto che, aumentando l'energia di ionizzazione con l'aumentare del grado di ionizzazione, le nubi della BLR otticamente spesse e chimicamente uniformi estinguono parte della radiazione continua sotto forma di ionizzazione. Torneremo a discutere successivamente nel dettaglio la relazione che intercorre tra variabilità e parametro di ionizzazione.

Un'altra conseguenza importante della stratificazione della ionizzazione è che, assumendo una composizione chimica omogenea del gas della BLR, essa implica una relazione monotona tra la densità media del gas della BLR e il raggio. Quando ci si avvicina al disco di accrescimento, e quindi si hanno densità elevate, si ha un cambio di fase del gas, anche se questo non si può definire in maniera netta: il parametro di ionizzazione ha un brusco calo (la densità elettronica, dell'ordine di 10^{11} cm^{-3} , è

talmente alta che il tempo scala della ricombinazione è piccolissimo) e le righe emesse sono di bassa ionizzazione; ricordando che la componente larga di queste righe ha una minore larghezza rispetto alla componente larga delle righe di alta ionizzazione, e quindi gli atomi emettenti radialmente più interni hanno una minore dispersione di velocità, la geometria di questa regione dev'essere piatta a causa di considerazioni di stabilità gravitazionale e c'è una forte possibilità che queste righe vengano prodotte direttamente nel disco di accrescimento. Seguendo un ragionamento equivalente, si può concludere che le righe di alta ionizzazione sono emesse da un mezzo più diluito, probabilmente un vento uscente dal disco di accrescimento o una collezione di nubi in un ampio cono sopra e sotto il disco.

Gli spettri degli AGN sono straordinariamente simili su un ampio intervallo di luminosità; possiamo dedurre quindi che, entro un certo grado di approssimazione, le loro BLRs sottostanno a condizioni fisiche simili. In particolare, possiamo ritenere che il parametro di ionizzazione (e quindi la densità elettronica) sono circa gli stessi in tutti gli AGN. Invertendo la relazione del parametro di ionizzazione, allora, si conclude che $r \propto L^{1/2}$. Sarebbe interessante verificare se esiste una relazione empirica che verifichi la condizione di virialità per il gas della BLR in funzione della luminosità, specificamente $\Delta V \propto L^{-1/4}$. In particolare, se questa relazione è verificata per un grande intervallo di luminosità, essa potrebbe essere usata per calibrare la massa del SMBH da una evidente caratteristica degli spettri degli AGN di tipo-I, cioè, la larghezza delle righe larghe di emissione, tramite

$$V_{BLR} \simeq 1700 M_8^{1/2} L_{46}^{-1/4} \text{ km s}^{-1} \quad (1.15)$$

applicata a righe di diverso grado di ionizzazione (per esempio, le forti righe dell'H β e del C IV).

Se le relazioni ricavate precedentemente sono effettivamente valide per un grande numero di AGN, possiamo trarre delle conclusioni generali sulla struttura e sulla cinematica interna della BLR:

- il gas che emette la maggior parte del flusso della riga H β non cambia posizione da anno in anno al variare del continuo; è ovvio che non si muove abbastanza velocemente rispetto alle dimensioni della BLR;
- dalle discussioni sul profilo della riga H β , siamo vincolati a concludere che l'idrogeno è presente ovunque nella regione emettente e che quello che effettivamente varia con il tempo, o più precisamente con la luminosità, è la distanza dalla sorgente continua a cui le condizioni fisiche sono ottimali per l'emissione della specifica parte della riga H β .

Il modello più coerente che deriva da queste considerazioni viene chiamato “locally optimally-emitting cloud”, o modello LOC. L'idea di base è che le nubi di gas emettenti di varia densità sono distribuite radialmente nella regione nucleare: l'emissione di una specifica riga proviene principalmente da nubi con condizioni ottimali per quella riga e la posizione in cui si verificano le condizioni ottimali varia quando varia il flusso proveniente dalla sorgente centrale. (Peterson, 2006)

Le circostanze in cui si instaura autogravità negli addensamenti delle parti esterne del disco di accrescimento e la formazione delle piccole nubi più interne della BLR sono fuori dalle possibilità di trattazione di questa tesi. Ci limiteremo a dire che affinché il sistema complessivo di nubi della BLR si possa mantenere dentro una regione limitata c'è necessità di particolari condizioni ancora non ben comprese a livello teorico, come possono essere forti campi magnetici o una qualche pressione esercitata dall'esterno della BLR. In ogni caso, tutti i profili osservati, ad esclusione di alcuni casi particolari come i profili a doppio-picco, sono consistenti con un sistema di nubi gravitazionalmente legato in orbite orientate casualmente (Netzer, Cambridge University Press, 2013).

Abbiamo esplorato le principali potenzialità della tecnica di RM, ma ancora oggi i programmi di monitoraggio ad alta frequenza temporale richiesti per estrarre le informazioni che vorremmo non sono stati portati avanti, principalmente per un paio di cause ben specifiche. C'è una barriera “sociale” da superare, visto che la quantità di dati da raccogliere richiede una forte collaborazione internazionale. A questo proposito è importante ricordare il grande consorzio (informale) conosciuto come International AGN Watch, che insieme ad altri progetti ha raggiunto importanti conclusioni riguardo la variabilità degli AGN: (Peterson, 2001)

- il continuo ottico-UV varia insieme, entro una discrepanza di un paio di giorni;

- le righe di maggiore ionizzazione rispondono più rapidamente alle variazioni del continuo, implicando che c'è stratificazione della ionizzazione nella BLR;
- il gas della BLR probabilmente ha solo una piccola componente di velocità radiale, non essendosi mai trovate differenze non ambigue nei tempi scala della risposta della l'ala blu rispetto all'ala rossa delle righe che sono state monitorate.

Sebbene ancora non abbiamo ottenuto una mappa di velocità-ritardo, il procedimento per ottenerla è teoricamente ben noto. I requisiti osservativi principali sono: (Peterson & Horne, 2004)

- Una risoluzione temporale elevata, l'intervallo tra due osservazioni si ripercuote direttamente sulla risoluzione dell'asse del ritardo temporale. In dipendenza della riga, abbiamo bisogno di osservazioni che vanno da 0.2 a 1 giorno.
- Lunga durata. Una regola generale nell'analisi temporale di segnali è che la durata dell'esperimento deve essere maggiore di almeno un fattore 3 rispetto alla massima scala temporale dell'evento.
- Risoluzione spettrale moderata ($\leq 600 \text{ km s}^{-1}$). Una risoluzione spettrale maggiore è sempre ben accetta, ma le righe d'emissione degli AGN mostrano solo una piccola aggiunta di strutture aggiuntive importanti a risoluzioni migliori di qualche centinaio di chilometri al secondo.
- Alta omogeneità e alto rapporto segnale/rumore. Sia il continuo che le righe variano entro i pochi punti percentuali su scale temporali dell'ordine del giorno. Eccellenti calibrazioni in flusso e S/N sono necessarie per usufruire dell'alta risoluzione temporale.

L'ultimo punto rende chiaro che è arduo portare avanti una campagna di RM da osservatori terrestri: è difficile mantenere alti livelli di omogeneità e calibrazioni in flusso accurate con una point-spread function variabile a causa del seeing atmosferico. Inoltre, la parte ultravioletta degli spettri è accessibile solo da telescopi spaziali.

Infine, bisogna anche considerare i rischi scientifici: per esempio, cosa potremmo ricavare se la mappa di velocità-ritardo, nonostante l'alta accuratezza, non fosse interpretabile? Innanzitutto, non è una eventualità probabile visto che i monitoraggi a lungo termine mostrano peculiarità persistenti nei profili delle righe d'emissione che implicano un certo grado di simmetria nella BLR. Inoltre, se anche la BLR si rivelasse essere completamente disordinata, avremo comunque imparato che essa è sostanzialmente caotica. Il vero problema, ad oggi, è che non abbiamo quasi nessuna evidenza osservativa diretta o indiretta riguardo quale modello strutturale e dinamico sia quello che effettivamente descrive la situazione nella BLR e per comprendere il suo ruolo nel processo di alimentazione e fuoriuscita di materia negli AGN dobbiamo affidarci a speculazioni teoriche.

1.2.3 Il problema della stima della massa del SMBH: moti virializzati?

Con la sempre più forte idea che i buchi neri centrali sono presenti in tutte le galassie e che sono inestricabilmente legati alla formazione ed evoluzione di esse, lo studio dei quasar è di fondamentale importanza perché rivestono il ruolo di calibratori per i tassi di accrescimento maggiori dei BH fino ai redshift più alti attualmente accessibili. Il vantaggio fondamentale proviene dal fatto che le masse dei BH possono essere stimate da semplici parametri dei loro spettri ottici e UV.

Come già discusso approfonditamente, fatta l'ipotesi che la dinamica della BLR sia regolata principalmente dalla gravità, si può calcolare la massa del BH dal "prodotto viriale" $M_{BH} = f r (\Delta V)^2 / G$, dove il raggio della BLR può essere stimato dalla relazione raggio-luminosità ($r \propto L^{1/2}$) attraverso esperimenti di RM.

Varie vie sono state aperte per calibrare il metodo della massa viriale usando spettri di epoca singola, utilizzando differenti righe d'emissione per differenti regimi di redshift. $H\beta$ è normalmente la riga per AGN di basso redshift (ricordiamo, di tipo-I, altrimenti non si hanno dirette informazioni sulle parti più interne del nucleo attivo). Per $0.75 < z < 2$ si è sviluppato un formalismo per la riga del Mg II, mentre per $z > 2$ l'unica opzione è di utilizzare la riga del C IV (Ho et al., 2012).

E' ormai appurato che le righe di bassa e alta ionizzazione mostrano differenze sistematiche che sono associate a diverse condizioni del gas della BLR da cui vengono emesse. Per esempio, il picco delle righe di alta ionizzazione (come il C IV) tende ad essere spostato verso il blu rispetto al picco delle righe di bassa ionizzazione (per esempio, l'H β) e spesso mostrano profili asimmetrici con forti eccessi di flusso nell'ala blu. La differenza nei profili non è ancora del tutto chiarita, ma una plausibile interpretazione è che lo spostamento verso il blu del picco sia una combinazione di oscuramento di parte dell'emissione delle righe di alta ionizzazione da parte di una componente uscente dal nucleo attivo e di una distribuzione viriale di velocità per le righe di bassa ionizzazione: le ampie differenze osservate nei profili possono essere spiegate con un effetto di angolo di vista rispetto ad un'emissione non completamente isotropa di fenomeni che sono intrinsecamente simili, oppure possono essere un segnale della differente dinamica del gas di alta ionizzazione. (Baskin & Laor, 2005)

Con l'aumentare della disponibilità di survey spettroscopiche nella regione del vicino-infrarosso (NIR), le restrizioni dovute ad una difficile calibrazione della massa del BH utilizzando profili di righe differenti possono essere superate; contemporaneamente, si può estendere la calibrazione tramite spettri di singola epoca che includono sia la riga H β che la riga C IV per oggetti ad ancora più alto redshift per indagare l'insorgere di fenomeni evolutivi su tempi scala cosmici per la particolare famiglia di AGN in considerazione. Il problema, è che la spettroscopia nell'infrarosso è ancora lontana dall'essere una pratica di routine (Ho et al., 2012).

Lo studio sistematico della massa dei BH calcolata da righe H β e C IV mostra che, per uno stesso oggetto, ci sia una deviazione sistematica: dalla non comparabilità dei profili delle due righe d'emissione più utilizzate per questo tipo di ricerca, nascono seri dubbi sull'effettiva condizione di virialità del gas che emette la riga del C IV (Ho et al., 2012).

L'evidenza che la larghezza della riga H β sia dominata dalla gravità deriva dalla calibrazione delle masse dei BH di galassie inattive a basso redshift stimate con la relazione empirica che lega dispersione di velocità delle stelle nei bulge alla massa del BH centrale. Il problema, è che per $z > 1$ la regione contenente la riga H β è difficilmente accessibile e, per le discrepanze misurate con le masse dei SMBH calcolate utilizzando la riga del C IV, si hanno seri timori che questa riga abbia una dispersione di velocità dovuta a forze altrettanto importanti quanto la gravità. (Baskin & Laor, 2005)

Le masse basate sul C IV possono essere ritenute affidabili quantomeno per alcuni oggetti, ma specialmente ad alto redshift senza la possibilità di confrontare le stime derivanti da altre righe per cui si ritiene che la relazione viriale sia valida non si può dedurre per quale famiglia di AGN le masse calcolate dalla riga del C IV siano effettivamente valide. (Ho et al., 2012)

Non sono molti gli AGN monitorati in programmi di RM per il C IV, ma per quei pochi oggetti per i quali si hanno dati si stima che la regione di emissione della riga H β abbia un raggio (medio) che è circa il doppio rispetto alla regione migliore di emissione per il C IV, implicando una ovvia relazione tra le larghezze: $FWHM(CIV) \simeq 2^{1/2} FWHM(H\beta)$. Per quasar ad alto redshift questa dipendenza viene largamente disattesa, aumentando i dubbi sull'omogeneità delle condizioni del gas della BLR. Inoltre, la variabilità degli AGN complica enormemente i confronti, poiché è difficile ottenere spettri in contemporanea delle due regioni di interesse (Ho et al., 2012).

Se, inoltre, come hanno verificato Baskin & Laor (2005), la larghezza della riga del C IV in alcuni oggetti nei quali $FWHM(H\beta) < 4000 \text{ km s}^{-1}$ è addirittura maggiore della larghezza della più importante riga di bassa ionizzazione, questo porta a dover rivalutare l'intera idea della stratificazione della ionizzazione all'interno della BLR, oltre all'assunzione di moti viriali. Non entreremo nel dettaglio di questo studio, ci limiteremo solo a dire che si ha indizio che questo effetto possa essere causato da alti rapporti L/L_{Edd} , benché questa condizione sia necessaria ma non sufficiente (condizione che si verifica nelle NLS1s, e che rafforza l'affascinante idea che questa famiglia di AGN possa in qualche modo essere una fase evolutiva iniziale di una "sequenza principale").

I parametri di stima viriali sono calibrati usando la FWHM o la dispersione σ (derivata dal secondo momento del fit del profilo reale della riga). Le difficoltà nascono dal definire in maniera ragionevole il livello del continuo da cui la riga emerge, i limiti laterali delle ali delle righe e come considerare i sistemi di assorbimento che a volte si presentano all'interno stesso del profilo. Torneremo più tardi a trattare questi problemi nell'ambito delle misurazioni sugli spettri del nostro campione, per ora ci limitiamo a dire che questi problemi sono esacerbati nel caso di spettri particolarmente rumorosi.

1.2.4 Giustificazione teorica del lavoro di tesi

Per quanto visto fino ad ora, possiamo cominciare a fare delle previsioni riguardo i risultati dell'analisi della dipendenza della larghezza delle righe larghe di emissione dalle variazioni di luminosità.

In regime virializzato, il gas a distanze maggiori dalla sorgente centrale subisce una attrazione gravitazionale minore e quindi, per mantenersi su orbite stabili, ha una dispersione di velocità minore. Modellando i profili delle righe con due componenti per prendere in considerazione due diversi raggi della “regione di migliore emissione” per una determinata riga, ci aspettiamo che la larghezza della componente stretta sia più sensibile alle variazioni del continuo adiacente rispetto alla larghezza della componente larga: per emettere le righe larghe e intense (come lo sono le righe dell' $H\beta$ e del C IV), le nubi della BLR devono essere otticamente spesse; questo si riflette in una maggiore penetrazione della radiazione ionizzante all'interno della BLR quando questa è più intensa, quindi, in linea di principio, si potrebbe associare il “raggio di luminosità” (dalla relazione raggio-luminosità $r \propto L^{1/2}$) alla componente stretta del fit quando la luminosità è elevata, alla componente larga quando la luminosità decresce. E' importante specificare che nel caso del C IV la parametrizzazione in due componenti del profilo della riga non ha un significato fisico poiché le righe di alta ionizzazione sono emesse interamente nella BLR, a differenza della riga dell' $H\beta$ che invece mostra una componente stretta reale prodotta nella NLR. Non ci occuperemo di indagare la dinamica della riga $H\beta$ per mancanza di dati come verrà discusso nel capitolo 2 (quindi nemmeno della NLR tramite la componente stretta) e questa riga verrà rimossa dai nostri dati.

Una relazione empirica importante che si osserva in un grandissimo numero di AGN è l'effetto Baldwin: definendo la larghezza equivalente della riga come $EW = \frac{F_{riga}}{F_{\lambda, continuo}}$, si osserva che essa decresce sistematicamente con l'aumentare del flusso del continuo. Espresso in termini più semplici, questa relazione significa che all'aumentare della luminosità emessa dal disco di accrescimento le righe d'emissione prodotte dalla BLR aumentano di flusso di una quantità non linearmente proporzionale al flusso del continuo ionizzante. Dalle considerazioni sulla stratificazione in densità e livello di ionizzazione fatte fino ad ora, possiamo ritenere che il cambiamento di queste condizioni non sia lineare con la variazione di energia emessa dalla sorgente centrale. L'esatta spiegazione dell'effetto Baldwin, però, è un problema ancora aperto.

Nel capitolo 4 mostreremo come l'interpretazione incrociata di diversi grafici, tra cui uno che descrive proprio l'effetto Baldwin, possa portare a previsioni particolarmente interessanti.

Dal momento che la massa del SMBH centrale è costante per la durata del monitoraggio, la dimensione della regione di ionizzazione da cui viene emessa una precisa riga varia in funzione della luminosità. Questo porta ad un'altra previsione: pensando la larghezza complessiva della riga come media pesata delle larghezze parziali delle componenti rispetto al loro relativo flusso, all'aumentare della luminosità la riga dovrebbe restringersi poiché una parte maggiore del flusso viene prodotta in una regione più lontana dalla sorgente centrale (e quindi con dispersione di velocità minore) rispetto ad uno stato di bassa luminosità.

Rimarchiamo il concetto fondamentale che nel caso in cui si avranno discostamenti da questi andamenti possiamo supporre che il regime viriale non sia verificato o che la distribuzione del gas della BLR non possa essere descritta in termini semplificati. Comprendere quali altre forze acquistino rilevanza rispetto alla forza gravitazionale esercitata dalla sorgente centrale è compito arduo per il quale bisogna assumere ipotesi particolarmente restrittive.

Daremo un accenno a quello che si potrebbe fare con un campione di dati statisticamente rilevanti nel capitolo 4, nell'ambito della discussione dei risultati delle misurazioni effettuate.

Capitolo 2

Raccolta dati: Le motivazioni e le difficoltà

2.1 L'Hubble Space Telescope

Il telescopio spaziale Hubble Space Telescope (HST) è un programma cooperativo tra l'Agenzia Spaziale Europea (ESA) e il National Aeronautics and Space Administration (NASA) che ha come obiettivo quello di mantenere in orbita un osservatorio nello spazio per il beneficio della comunità astronomica internazionale. HST fu concepito negli anni '40, progettato e costruito tra gli anni '70 e '80 ed è operativo dal 1990.

HST è dotato di uno specchio riflettente di 2.4m, che fu inserito in orbita (600 km) dai membri dello shuttle Discovery il 25 aprile 1990. Il compito di coordinare e di condurre le operazioni scientifiche è del Space Telescope Science Institute (STScI), la cui sede è a Baltimora presso la Johns Hopkins University.

Gli strumenti attualmente a bordo dell'HST sono tre camere, due spettrografi e dei finissimi sensori di guida. Data la quota del telescopio rispetto all'altezza dell'atmosfera terrestre, questi strumenti possono produrre immagini ad alta risoluzione; per lo stesso motivo, l'HST può osservare la radiazione ultravioletta che viene bloccata dall'atmosfera terrestre mentre nella porzione infrarossa dello spettro non subisce la contaminazione della stessa atmosfera.

Originariamente pianificato come un telescopio da mantenere in orbita per un periodo limitato per poi essere riportato a Terra per i dovuti controlli di manutenzione, la NASA decise che il progetto di mantenerlo in orbita per 15 anni potesse essere realizzabile con manutenzione direttamente nello spazio. In questo senso, le missioni le varie missioni susseguitesi negli anni furono un successo enorme; nella prima, del dicembre 1993, si corresse il difetto di aberrazione sferica che affliggeva lo specchio principale.

Il Faint Object Spectrograph

Uno spettrografo è uno strumento che sparge la luce che incide sulla sua apertura e ne registra l'intensità in funzione della lunghezza d'onda. Il Faint Object Spectrograph (FOS) era uno degli strumenti originali di HST, sostituito dal NICMOS (Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer) durante la seconda missione di manutenzione del 1997. Il FOS esaminava gli oggetti meno luminosi e aveva due configurazioni: una di bassa risoluzione con la quale si poteva raggiungere una magnitudine limite $m \approx 26$ in un'ora di esposizione, con un potere risolutivo di 250, e una configurazione di alta risoluzione con la quale si poteva raggiungere solo $m \approx 22$ ma che permetteva un potere risolutivo fino a 1300 (non si potevano raggiungere magnitudini più alte perché dopo un'ora di esposizione si cominciavano ad avere problemi di rumore). Inoltre aveva un filtro (detto coronografo) che poteva oscurare la parte centrale di un oggetto, per studiare, per esempio, la luce delle giganti rosse nella debole galassia ospite dei quasar bloccando la radiazione intensa del nucleo attivo.

L'intervallo spettrale a cui era sensibile il FOS era notevole, partendo dal lontano ultravioletto a 1150Å

e arrivando al vicino infrarosso a $8000\text{\AA}$ utilizzando due sensori che avevano una sovrapposizione tra $1800\text{\AA}$ e $5500\text{\AA}$.

Lo Space Telescope Imaging Spectrograph

Di un intervallo di sensibilità simile è anche dotato lo Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS), partendo da $1150\text{\AA}$ e arrivando a $10000\text{\AA}$ sempre nel vicino infrarosso. La principale caratteristica dello STIS rispetto ai precedenti spettrografi dell'HST è la sua capacità di ottenere spettri bidimensionali: questo permette di studiare lo spettro di una galassia in funzione della posizione (per le galassie dell'Universo locale che sono ancora risolte fotometricamente), analizzando la fisica delle diverse parti dell'oggetto osservato nello stesso momento.

Oltre alla spettroscopia “integral field” appena descritta, lo STIS può essere impostato anche in una modalità tradizionale, detta spettroscopia “echelle” in cui la luce di un solo punto viene diffusa sul detector per ottenere un potere risolutivo maggiore. Anche lo STIS, come il FOS, possiede un coronografo per bloccare la luce proveniente dalle regioni centrali di un oggetto, o di studiare oggetti deboli nelle vicinanze di altri oggetti molto più luminosi.

2.2 Scelta del campione dalla letteratura

Le intenzioni di questo lavoro sono di indagare l'evoluzione su lunghi tempi scala (possibilmente dell'ordine del tempo scala dinamico) della BLR in funzione delle variazioni di luminosità del disco di accrescimento che con la radiazione emessa contrasta la forte attrazione gravitazionale esercitata dal buco nero centrale supermassiccio su di gas circostante.

Il campione originale di circa 80 AGN da cui sono poi stati estratti gli oggetti studiati è stato scelto in base a caratteristiche spettroscopiche evidenti (AGN di tipo-I) e in base alla frequenza di comparsa nella letteratura di settore. Una piccola parte degli articoli studiati è citata in bibliografia, altri non sono stati utilizzati come riferimenti in questa tesi anche se se ne possono nominare alcuni di ampio interesse come *Spectral line variability amplitudes in active galactic nuclei* di Kollatschny et al. (2006) o *AGN variability time scales and the discrete-event model* di Favre et al. (2005).

Come già ampiamente esaminato nel capitolo 1, gli AGN per cui è possibile avere informazioni sullo stato dinamico del gas della BLR sono quelli di tipo-I perché, in generale, mostrano poco o nessun oscuramento della regione centrale ed è quindi possibile analizzare le righe larghe di emissione dello spettro elettromagnetico. Come si potrà intuire già graficamente alla fine del capitolo 3, questa distinzione non è netta perché ci sono alcuni AGN di tipo-I (come NGC 4151 e NGC 5548) che mostrano effetti di oscuramento nell'andamento della larghezza delle righe: questo tipo di oggetti, infatti, vengono classificati come galassie di Seyfert (per redshift piccoli) di tipo intermedio tra l'1 e il 2 ed essi “oscillano” tra i valori decimali della classificazione che definiscono la quantità di oscuramento che subiscono i loro nuclei.

L'analisi del profilo della stessa riga quindi permette un confronto diretto di questa ipotesi. I dettagli delle considerazioni verranno esposti nel capitolo 4.

Data la necessità di avere una copertura nel tempo il migliore possibile, sia in termini di estensione che di omogeneità, erano percorribili più vie: in questo senso i dati dell'International Ultraviolet Explorer (IUE) sarebbero stati interessanti, ma abbiamo preferito utilizzare gli archivi dell'Hubble Space Telescope. Questa scelta è stata fatta in funzione della disponibilità dell'archivio pubblico di HST ad essere accessibile, tramite il software VOSpec, e fornire il campione maggiormente omogeneo in calibrazione in flusso. Inoltre, rispetto all'IUE, l'Hubble Space Telescope avrebbe la capacità di portare osservazioni in parallelo nella regione ottica e ultravioletta.

Volendo cercare tracce di stabilità viriale tramite l'analisi dei profili delle righe d'emissione intense del gas della BLR, è stato verificato che dati in ottico su lunga scala temporale sono pubblicati solo per un AGN: NGC 4151, uno dei più monitorati storicamente. Sotto un certo aspetto, la cosa è sorprendente visto che una delle necessità primarie per portare avanti studi di variabilità è proprio l'omogeneità delle calibrazioni, dall'altra, però, i dati ottici esistono, ma sono specifici per studi di reverberation mapping che come abbiamo già discusso nel capitolo 1 hanno una densità temporale troppo elevata e una durata ben inferiore alle nostre necessità.

2.3 La ricerca degli spettri

Il Virtual Observatory (VO) è spesso presentato come uno strumento adatto a tutti gli scopi di un astronomo che racchiude in un unico browser web i dati di cui andare in ricerca, le riduzioni e ed un pacchetto per l'analisi preliminare dei dati.. Quest'idea sembra essere già abbastanza ben realizzata per alcuni campi come la ricerca di correlazioni sconosciute tra vari parametri in survey su larga scala, statistiche su galassie o identificazione incrociata di oggetti (Škoda, 2006). Per quanto riguarda l'analisi spettroscopica invece, manca di strumenti sufficientemente precisi ancora e si è fatto affidamento su IRAF.

L'intenzione di analisi è di studiare la variabilità su scale temporali lunghe per provare a dare delle condizioni più stringenti sulla cinematica del gas della BLR su tempi scala possibilmente dell'ordine dei tempi dinamici. La densità di campionamento temporale ideale a questo proposito, essendo i tempi dinamici dell'ordine dei 3-5 anni, sarebbe stata di un'osservazione ogni 30-40 giorni circa, possibilmente estesa su un intervallo temporale di durata di almeno 3 volte la durata dell'evento che si vuole analizzare. Questo si sarebbe materializzato, nel caso migliore, in un campione di circa 150-200 spettri. Spettri ad intervalli minori sarebbero stati una ridondanza date le piccole variazioni percentuali dell'intensità del continuo che si produce su scale temporali minori di un mese. Torneremo su questo punto alla fine del capitolo 4.

La realtà però ci ha mostrato che le condizioni finora espote per la selezione del campione sono *estremamente* stringenti: tra i dati dell'archivio pubblico dell'HST per l'AGN meglio monitorato (non a caso, NGC 4151) ci sono *solamente 10 spettri utilizzabili* e solo pochi altri AGN hanno un monitoraggio simile. Inoltre, gli intervalli temporali tra uno spettro e l'altro per un AGN sono tutt'altro che uniformi, portando a un grave problema di omogeneità del campione.

In aggiunta a ciò, gli spettri ottenuti con il Goddard High-Resolution Spectrograph non possono essere utilizzati nella nostra analisi: l'alta risoluzione di questo spettrografo comporta anche un piccolo intervallo di lunghezza d'onda osservato e quando la regione spettrale è centrata sulla riga del C IV risulta impossibile misurare l'intensità del flusso del continuo adiacente a $1450\text{\AA}$ perché non rientra nel range di osservazione. E' quasi una banalità specificare l'impossibilità di misurare il flusso del continuo da altri spettri, a causa della variabilità intrinseca del fenomeno che porta all'emissione luminosa degli AGN, a maggior ragione sulle scale temporali da noi indagate.

Infine, si è aggiunta un'ultima selezione in redshift. Sia il FOS che lo STIS non osservano contemporaneamente su tutta la larghezza del loro range a disposizione e quindi per AGN di redshift eccessivamente alto (circa $z > 1$) la riga del C IV non rientrava nella regione ultravioletta coperta nella specifica osservazione anche se l'AGN in questione è stato monitorato con una certa regolarità.

La situazione finale per il campione di questo studio, prima dell'inizio delle operazioni di correzione e analisi dati, è data dalla seguente tabella.

Si nota come il nostro campione sia limitato in redshift per i problemi sopra esposti, con Ark 564 che mostra il massimo redshift, con $z = 0.0249$.

		Ark 564	NGC 3516	NGC 3783	NGC 4151	NGC 4395	NGC 5548	
Classe z		Seyfert 1 0.024917 ± 0.000270	Seyfert 1 0.008816 ± 0.000133	Seyfert 1 0.009755 ± 0.00084	Seyfert 1 0.003262 ± 0.000067	Seyfert 1 (1.8) 0.00106 ± 0.00002	Seyfert 1 0.01651 ± 0.00189	Strumento di HST
A_λ [mag]		0.166	0.114	0.332	0.074	0.047	0.055	
Data Osserva- zione	1992 1993 1994 1995 1996			07/27 (02/05) (01/16) (04/11)	06/23 (01/03) (10/29) 03/11	07/15	05/07 02/03 04/26 05/25 (08/24)	(GHRs) FOS (GHRs) (GHRs) (GHRs) (GHRs) (GHRs)
	1997 1998 1999 2000 2001 2002 2003 2004		04/13 10/01		02/10 03/03 06/04 07/20 05/28 11/05 04/14 05/08		03/11 01/23 02/11	 STIS
Totale spettri		5	7	9	10	4	7	

Tabella 2.1: Le date riportate sono nel formato mm/gg. Gli spettri tra parentesi tonda sono ottenuti con il Goddard High-Resolution Spectrograph e come spiegato nel testo non sono stati presi in considerazione nello studio. Fonte per i redshift: HI Parkes All Sky Survey Catalogue (HIPASS)

Capitolo 3

Analisi dati: Descrizione del campione e misurazioni

3.1 Le misurazioni sugli spettri

3.1.1 I dati grezzi

Dopo la definizione del campione da analizzare, si è proceduto con lo scaricamento degli spettri. La figura 3.1 illustra una tipica schermata di lavoro del software VOSpec. Una caratteristica fondamentale, ma che non ha portato ad effetti di selezione, è che le misurazioni di HST dovevano essere calibrate in flusso: i conteggi, oltre ad essere soggetti come le calibrazioni in flusso, al rumore intrinseco dello strumento, non sono unità fisiche e quindi da essi non si possono ottenere informazioni assolute sulle energie relative in un fenomeno astrofisico che si vuole analizzare spettroscopicamente.

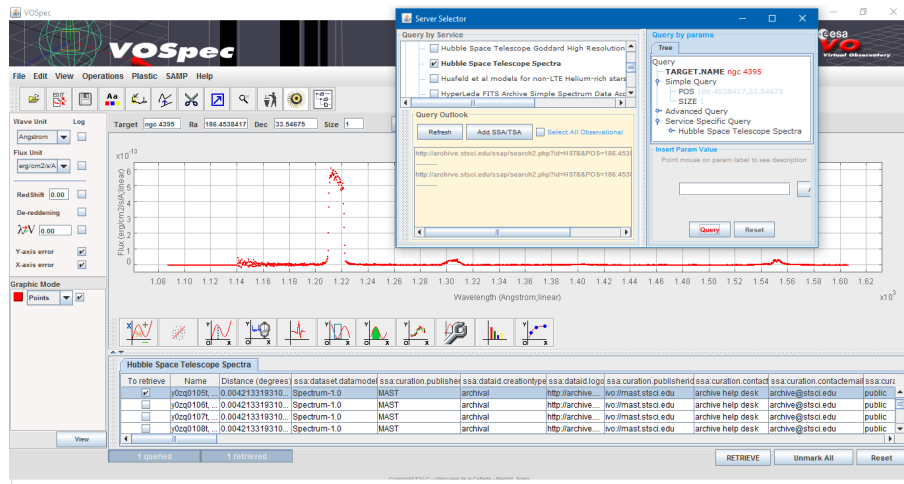


Figura 3.1: Schermata di lavoro inclusiva delle varie funzionalità del software VOSpec

I dati selezionati tramite VOSpec sono stati scaricati nel formato standard del Virtual Observatory, producendo tabelle di testo successivamente convertite in file FITS compatibili con IRAF.

La conversione è stata effettuata attraverso un codice appositamente programmato, denominato VOtoTXT, il cui compito è stato quello di leggere le tabelle ed estrarre solo due colonne in cui compaiono i valori di lunghezza d'onda e i valori di flusso misurato. In fig. 3.2 è mostrato un esempio di risultato.

Una volta che le tabelle sono state trasformate in file di testo, è stato possibile riottenere gli spettri in immagine tramite il task "sinterp" di IRAF. Gli spettri così ottenuti sono ancora grezzi, intendendo che nessuna correzione è stata ancora apportata ai dati ottenuti da HST (fig. 3.3).

```

<GROUP utype="Data.SpectralAxis">
<FIELDref ref="SpectralAxis0"/>
</GROUP>
</GROUP>
<FIELD ID="Flux0" datatype="double" name="flux" unit="erg/cm2/s/A"
<FIELD ID="SpectralAxis0" datatype="double" name="wave" unit="Angs"
<DATA>
<TABLEDATA>
<TR>
<TD>0.0</TD>
<TD>1087.140869140625</TD>
</TR>
<TR>
<TD>0.0</TD>
<TD>1087.3931884765625</TD>
</TR>
<TR>
<TD>0.0</TD>
<TD>1087.6455078125</TD>
</TR>
<TR>
<TD>0.0</TD>
<TD>1087.8978271484375</TD>
</TR>
<TR>
<TD>0.0</TD>
<TD>1088.150146484375</TD>
</TR>
<TR>
<TD>0.0</TD>
<TD>1088.40234375</TD>
</TR>
<TR>
<TD>0.0</TD>
<TD>1088.6546630859375</TD>
</TR>
</TABLEDATA>
</GROUP>
</GROUP>

```

Wavelength	Flux
1138.12	-2.9708769272242356E-21
1138.37	4.867140821681602E-21
1138.62	-2.9740830598914455E-21
1138.88	-5.915645158571199E-21
1139.13	-8.857313482105006E-21
1139.38	-2.978874891330571E-21
1139.63	-8.86071186964115E-21
1139.89	2.8982904148339652E-21
1140.14	-4.341965837438988E-23
1140.39	6.648530331962096E-14
1140.64	8.413264524073302E-14
1140.90	5.695388550965713E-14
1141.15	1.044556151644227E-13
1141.40	6.478678033774391E-15
1141.65	5.196645598985251E-16
1141.91	1.1386665265192275E-13
1142.16	5.226303398842176E-16
1142.41	5.441909198115359E-14
1142.66	7.937394638042258E-14
1142.92	7.743935701021165E-14
1143.17	5.24455801764669E-16
1143.42	4.933647755741774E-14
1143.67	9.57973799028608E-14
1143.92	2.377233711259568E-14
1144.18	-4.4874453680949014E-14
1144.43	2.268672378322005E-14
1144.68	4.382069387258783E-14
1144.93	4.28238953358636E-14
1145.19	4.186121528625478E-14
1145.44	-1.9691813487438502E-14
1145.69	2.027526672216621E-14
1145.94	7.783072011316103E-14
1146.20	3.833975712320796E-14
1146.45	-1.800407831717768E-14
1146.70	3.3141048363721434E-14
1146.95	8.929714742167763E-14

Figura 3.2: Esempio di risultato ottenuto tramite l'applicazione del software VOtoTXT

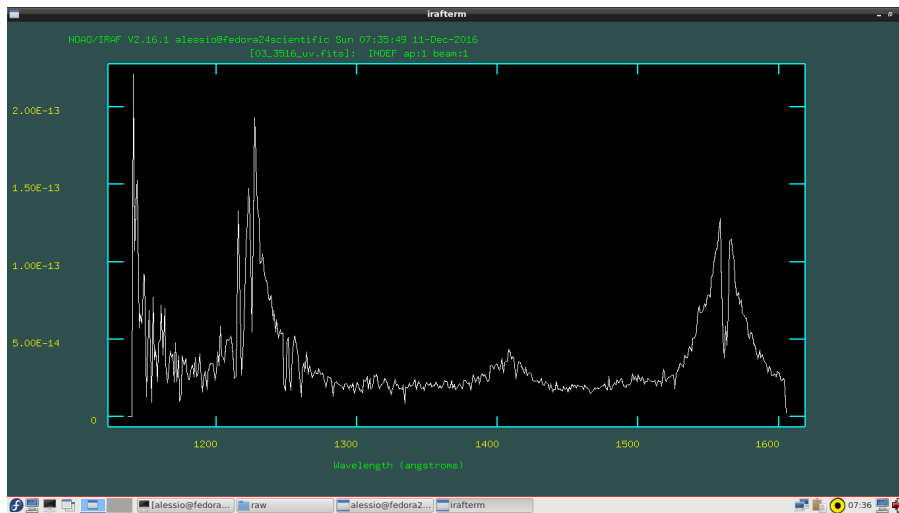


Figura 3.3: Uno degli spettri originali di NGC 3516

3.1.2 Preparazione degli spettri

Gli spettri non possono essere analizzati così come sono in questa fase, perché due importanti ed ovvie correzioni devono ancora essere applicate.

Una correzione per arrossamento Galattico, importante per gli oggetti extragalattici, di cui diamo qualche punto fondamentale:

- il mezzo interstellare formato in prevalenza da idrogeno neutro e polveri non è distribuito isotropicamente lungo tutte le linee di vista, ma c'è un accumulo sul piano del disco galattico;

- si suppone composizione omogenea del mezzo interstellare, quindi la correzione per assorbimento sarà descritta dalla stessa funzione per tutti gli oggetti extragalattici con l'unica differenza in intensità dell'assorbimento;
- dal punto precedente, si evince che è sufficiente valutare l'arrossamento in un solo punto dello spettro per stabilirne l'intensità: questa intensità sarà maggiore per oggetti di coordinate vicine al piano galattico e minore per oggetti ad alta latitudine galattica ed è valutata per convenienza nella regione spettrale ottica;
- la correzione per arrossamento sarà ovviamente dipendente dalla lunghezza d'onda, con una maggiore estinzione a lunghezze d'onda minori e una progressiva diminuzione verso l'infrarosso; senza scendere nei dettagli, la trattazione matematica di questo effetto è data dalla teoria dello scattering di Rayleigh, che è lo stesso fenomeno, tra l'altro, che è causa del colore azzurro del cielo diurno.

Il valore utilizzato per la correzione per arrossamento è tabulato, oggetto per oggetto, nell'archivio online del NASA/IPAC Extragalactic Database. Si è scelto di utilizzare la costante A_λ di Landolt nella banda V. Ricordiamo, infine, che le correzioni per arrossamento sono espresse in magnitudini.

L'altra correzione applicata è quella in redshift, per poter portare gli spettri alle lunghezze d'onda intrinseche del fenomeno d'emissione dell'AGN. Si può parlare, in termini cosmologici, di applicare una correzione per porsi nel sistema di riferimento dell'AGN specifico preso in considerazione.

Prima di procedere alla descrizione delle misurazioni, una nota di stampo generale. Nella maggior parte delle analisi gli spettri sono corretti per arrossamento Galattico; a volte si tenta di quantificare l'assorbimento intrinseco della sorgente. Anche il tentativo di correggere per arrossamento intrinseco dell'AGN tramite la valutazione del rapporto reciproco delle intensità di alcune righe d'emissione è un metodo utilizzato per valutare possibili fenomeni di oscuramento, ma in base alle righe prese in considerazione si possono ottenere valori ben diversi di correzione (vedremo nel capitolo 4 una tecnica alternativa per valutare se l'assorbimento è importante o meno, basata sulla variabilità della larghezza di una singola riga). Inoltre, l'arrossamento potrebbe essere diverso da regione spettrale a regione spettrale. Un'analisi sistematica in questo senso deve essere ancora condotta, ma le evidenze dell'importanza dell'arrossamento prodotto da polveri sono sempre di più. (Koratkar & Blaes, 1999)

Nell'analisi dati svolta, prima della correzione per redshift si è applicata solo la correzione per arrossamento interstellare all'interno della nostra Galassia. In figura 3.4 sono mostrati per lo stesso spettro dello stesso oggetto gli effetti delle correzioni appena descritte.

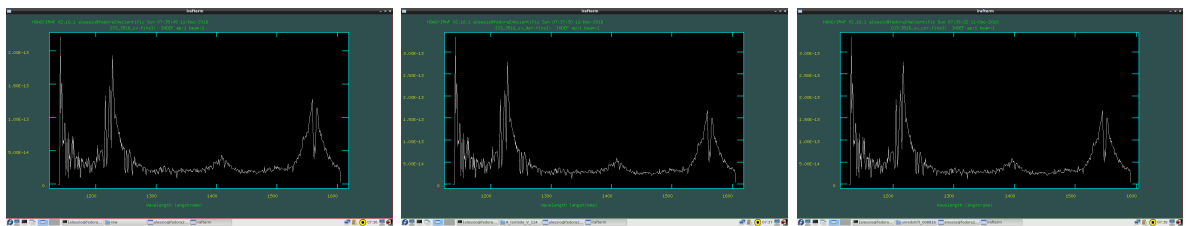


Figura 3.4: Uno degli spettri originali di NGC 3516

La correzione per i sistemi in assorbimento nelle ali della riga del C IV

In molti casi, le componenti allargate delle righe di emissione di AGN si presentano con profili complessi, caratterizzati da asimmetrie, sovrapposizione di righe vicine o dalla comparsa di contributi in assorbimento. Molti di questi profili sono associati ad una complicata distribuzione cinematica del materiale che emette queste righe e non possono essere rappresentati in termini di semplici funzioni analitiche. Questa situazione si presenta ad esempio nella riga $H\beta$ dello spettro ottico, sovrapposta ad una componente stretta e ad un intenso doppietto di righe proibite di $[O III]$, ed in maniera ancora più drammatica in righe UV come il C IV, dove la presenza di gas espulso dal nucleo, lungo la linea di vista, può dar luogo a forti assorbimenti.

Per determinare l'andamento del profilo delle righe larghe, in questi casi, si è scelto di ricorrere ad una interpolazione dei profili tramite molteplici funzioni Gaussiane. Questa operazione, effettuata tramite il task "ngaussfit" di IRAF, permette di isolare dal profilo globale delle righe di emissione il solo contributo delle componenti larghe, ripulendo lo spettro da effetti di sovrapposizione tra diverse righe ed assorbimento.

Un esempio dell'effetto della correzione è riportato nella figura 3.5.

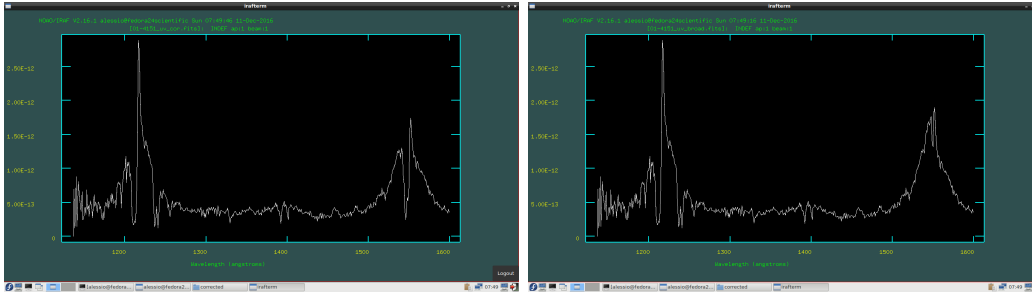


Figura 3.5: Visualizzazione degli effetti della procedura di sottrazione delle componenti in assorbimento con il task "ngaussfit" di IRAF

3.1.3 La procedura di misurazione

Per ognuna delle quantità che sono state misurate, si è applicata la stessa metodologia. Non essendoci un campione complessivo di spettri sufficientemente popoloso per poter permettere un'analisi statistica sia sulla popolazione degli oggetti che per il singolo oggetto, si è scelto di procedere a misurazioni semplificate nell'ottica di ottenere valori indicativi delle quantità per svolgere uno studio esplorativo dell'idea fondamentale dell'analisi della variabilità su ampia scala temporale. Per ogni quantità quindi:

- sono state prese 3 misurazioni;
- al valore centrale è stato associato il significato di valore di aspettazione;
- le due esterne hanno determinato l'intervallo di errore, tramite una semplice definizione di semi-ampiezza dello scarto centrata sulla misurazione intermedia.

In fig. 3.6 e fig. 3.7 sono mostrati due esempi di come sono state ottenuti rispettivamente i valori per l'intensità del continuo e per le due quantità fondamentali della riga del C IV.

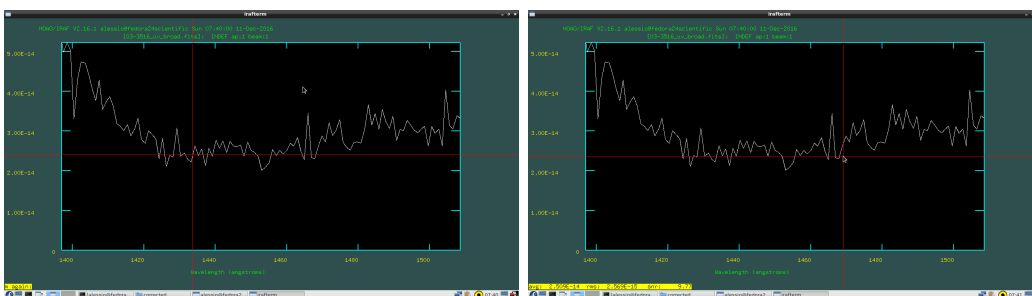


Figura 3.6: Esempio di procedura per la misurazione del livello del continuo a 1450Å.

All'interno delle considerazioni riguardo l'importanza dell'omogeneità del campione, facciamo comunque notare che un confronto tra spettri ottici ottenuti con l'HST e invece ottenuti con osservatori a terra di NGC 7469 mostra chiaramente il problema della contaminazione del continuo da parte della radiazione prodotta dalle stelle, che emettono la maggior parte della loro energia tra le bande ottica e ultravioletta. Nel caso particolare dell'oggetto appena citato, circa 70% della luce stellare cade all'interno di un raggio di 0".1 intorno al nucleo. Questo problema è esacerbato dal seeing a cui sono soggetti gli osservatori terrestri, impedendo una corretta sottrazione del continuo stabile della galassia

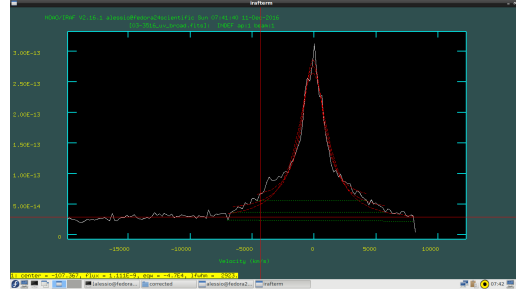


Figura 3.7: I tre livelli del continuo per stimare le incertezze sulla FWHM e sul flusso della riga del C IV

ospitante l'AGN. Per completezza aggiungiamo che nei Quasar, specialmente ad alto redshift, si stima che l'attività nucleare corrisponda ad almeno l'80% della luminosità totale della galassia e quindi il problema si pone solamente in maniera molto relativa. (Koratkar & Blaes, 1999)

3.1.4 Le tabelle con le misure ottenute

Riportiamo di seguito le tabelle che mostrano l'insieme di misurazioni utilizzate per produrre i grafici che verranno discussi a breve. Rispetto alla tabella 2.1 risulta 1 spettro in meno sia per NGC 3516 che per NGC 4395: erano spettri particolarmente rumorosi per i quali non si è potuto ottenere una misura veritiera del livello del continuo intorno a 1450 Å e che per questo sono stati eliminati dal campione.

Ark 564

F_{1450} 10^{-11} [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$]	ΔF_{1450} 10^{-12} [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$]	FWHM (C IV) [$km\ s^{-1}$]	Δ FWHM (C IV) [$km\ s^{-1}$]	F(C IV) 10^{-11} [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$]	Δ F(C IV) 10^{-12} [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$]	EW (C IV) [Å]	Δ EW (C IV) [Å]	Julian Date [days]
1.40	7.04	1521	214	8.64	1.10	8942	4609	2450226
1.41	3.35	2838	769	4.66	0.85	4778	1218	2451678
1.46	3.05	2812	540	4.10	2.00	4067	1052	2451695
1.56	3.03	3245	761	4.77	1.80	4441	1031	2451713
1.32	2.83	2861	752	4.09	6.10	4497	1637	2451733

Ngc 3516

F_{1450} 10^{-11} [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$]	ΔF_{1450} 10^{-12} [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$]	FWHM (C IV) [$km\ s^{-1}$]	Δ FWHM (C IV) [$km\ s^{-1}$]	F(C IV) 10^{-9} [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$]	Δ F(C IV) 10^{-11} [$erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$]	EW (C IV) [Å]	Δ EW (C IV) [Å]	Julian Date [days]
3.63	0.91	2565	282	1.02	0.80	40927	10571	2450081
8.39	1.49	3063	428	1.26	1.00	21804	4051	2450134
7.55	1.28	2634	326	1.21	0.80	23228	4088	2450186
5.68	1.50	2147	270	1.02	6.30	25938	6859	2450309
1.73	0.72	1447	108	0.96	0.20	80502	33493	2450415
3.64	0.26	4471	511	0.65	0.40	28060	2370	2450916

Ngc 3783

F_{1450} 10^{-10} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	ΔF_{1450} 10^{-11} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	FWHM (C IV) [km s ⁻¹]	Δ FWHM (C IV) [km s ⁻¹]	F(C IV) 10^{-9} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Δ F(C IV) 10^{-10} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	EW (C IV) [Å]	Δ EW (C IV) [Å]	Julian Date [days]
2.45	2.72	2514	294	1.35	0.36	8709	3397	2448830
1.15	2.91	2677	487	2.84	1.31	35742	28702	2451601
1.76	4.74	2606	516	3.37	1.52	27776	23711	2451761
1.61	4.76	2924	582	2.83	0.94	25546	23525	2451874
1.53	4.61	3049	652	3.36	1.72	31818	30347	2451934
1.06	3.91	2258	550	2.47	0.56	33864	38361	2451965
1.52	5.65	2688	786	2.72	0.66	25945	29585	2451995
1.30	6.46	3457	542	2.60	0.57	29041	43988	2451991
6.35	3.43	2723	932	2.68	1.78	61315	10332	2452280

Ngc 4151

F_{1450} 10^{-10} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	ΔF_{1450} 10^{-11} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	FWHM (C IV) [km s ⁻¹]	Δ FWHM (C IV) [km s ⁻¹]	F(C IV) 10^{-8} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Δ F(C IV) 10^{-10} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	EW (C IV) [Å]	Δ EW (C IV) [Å]	Julian Date [days]
4.27	2.90	5741	568	1.01	0.94	34160	7279	2448796
8.19	4.42	4174	288	1.29	2.76	22800	4183	2450399
3.99	0.83	4163	326	0.99	1.46	36023	2786	2450854
2.35	0.32	2091	123	0.10	0.08	62762	26217	2451333
1.68	5.65	2113	549	0.44	2.94	37874	40791	2451379
5.55	2.98	1251	174	0.28	1.56	72746	121322	2451240
5.45	2.94	1834	129	0.36	1.30	94890	157046	2451692
5.57	2.58	1784	106	0.44	7.00	115369	178530	2451853
5.93	2.89	1821	162	0.31	0.44	77025	113746	2452013
1.84	3.16	2261	202	0.59	2.32	46730	25973	2452402

Ngc 4395

F_{1450} 10^{-12} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	ΔF_{1450} 10^{-13} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	FWHM (C IV) [km s ⁻¹]	Δ FWHM (C IV) [km s ⁻¹]	F(C IV) 10^{-10} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Δ F(C IV) 10^{-12} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	EW (C IV) [Å]	Δ EW (C IV) [Å]	Julian Date [days]
4.28	9.87	1301	84	1.12	0.75	37834	26411	2448818
0.90	1.46	960	49	0.34	0.90	54706	27961	2453105
4.80	3.35	1374	124	0.82	1.70	24713	5683	2453189

Ngc 5548

F_{1450} 10^{-11} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	ΔF_{1450} 10^{-12} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	FWHM (C IV) [km s ⁻¹]	Δ FWHM (C IV) [km s ⁻¹]	F(C IV) 10^{-9} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Δ F(C IV) 10^{-11} [erg cm ⁻² s ⁻¹]	EW (C IV) [Å]	Δ EW (C IV) [Å]	Julian Date [days]
1.33	3.13	1166	62	0.45	0.24	48925	34806	2448749
4.27	6.20	5096	448	1.06	1.15	35935	16040	2449021
5.77	0.11	4314	414	1.34	0.53	33576	18870	2449103
5.19	9.23	4628	362	1.62	3.37	45223	25066	2449132
8.60	5.04	4410	596	1.31	1.79	21996	4168	2450319
10.26	0.43	2835	1032	1.39	5.88	19607	25609	2450883
2.80	0.13	3894	1510	0.93	3.80	48257	67831	2452297
0.75	0.10	1129	167	0.16	0.26	30611	123388	2453046

3.2 In cosa influisce lo stato di luminosità

Raccogliamo in maniera compatta i grafici che ci serviranno a discutere gli stati fisici e dinamici della Broad Line Region degli AGN del nostro campione. Per ogni oggetto, in un primo gruppo verranno mostrati ravvicinati i confronti tra le varie quantità, nel secondo gruppo di grafici confluiranno le curve di luce che ci serviranno sia per aiutarci a discutere i grafici del primo gruppo sia a rimarcare l'importanza di un campionamento temporale omogeneo.

3.2.1 Dipendenza della larghezza delle righe dallo stato di luminosità

Come verrà discusso tra poco, si può notare già ad occhio che la previsione di uno stato di virializzazione della dinamica del gas che emette la riga del C IV viene per lo più disattesa nelle lunghe scale temporali visto che i punti del piano $\log(F_{1450}) - \log(FWHM(CIV))$ mostrano per lo più una pendenza crescente. Gli assi dei grafici vengono presentati in scala logaritmica, per consentire una migliore visualizzazione degli andamenti, conservando l'indicazione dei valori effettivi dei parametri illustrati.

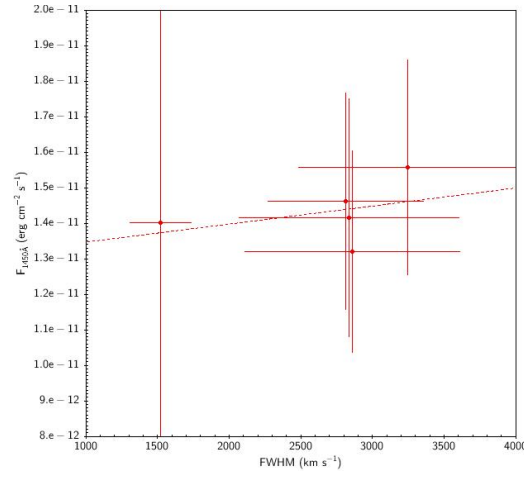
Ark 564

Figura 3.8: Andamento de flusso del continuo adiacente alla riga in funzione della larghezza della riga

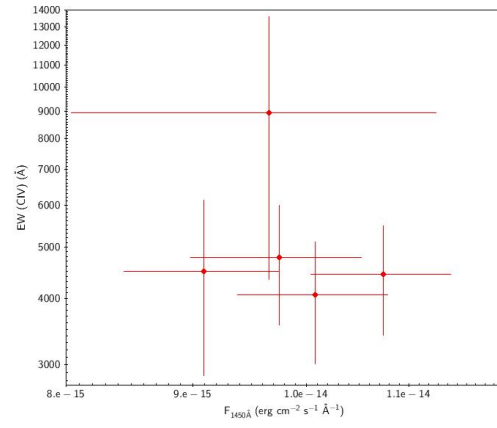


Figura 3.9: Andamento della larghezza equivalente in funzione del flusso del continuo

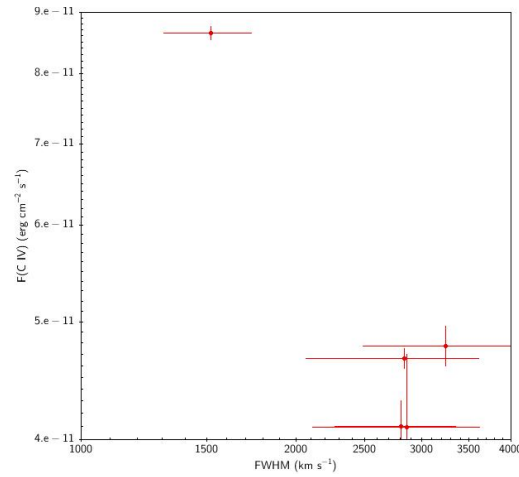


Figura 3.10: Andamento del flusso integrato della riga in funzione della larghezza della riga

NGC 3516

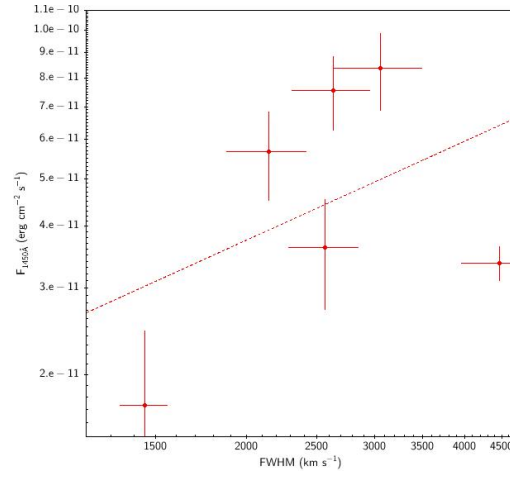


Figura 3.11: Andamento de flusso del continuo adiacente alla riga in funzione della larghezza della riga

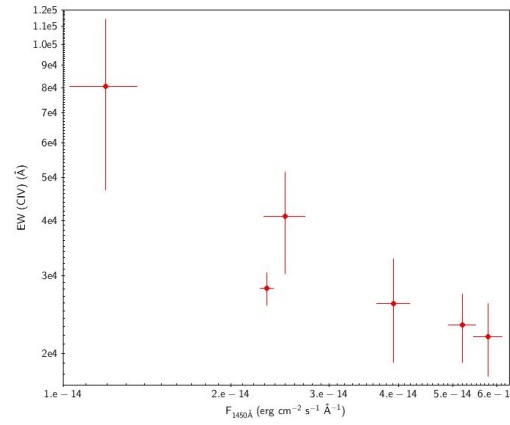


Figura 3.12: Andamento della larghezza equivalente in funzione del flusso del continuo

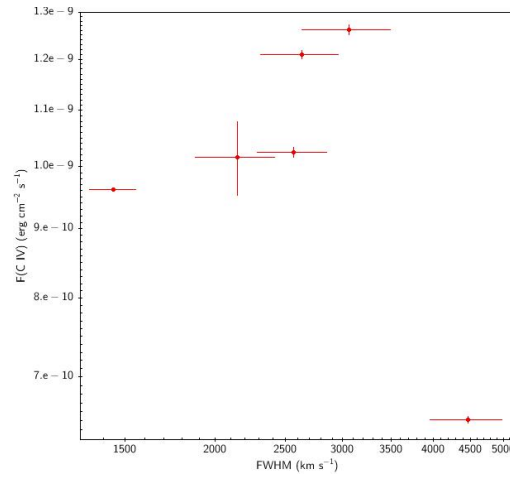


Figura 3.13: Andamento del flusso integrato della riga in funzione della larghezza della riga

NGC 3783

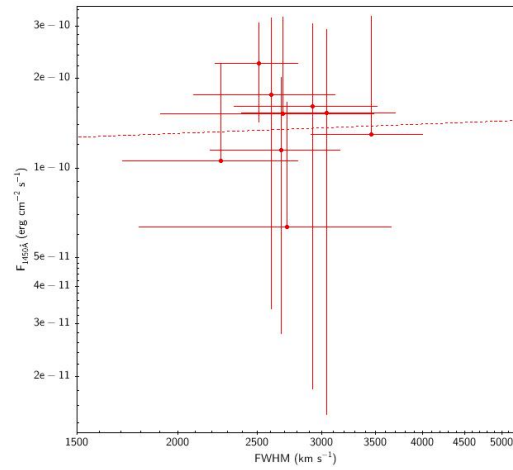


Figura 3.14: Andamento de flusso del continuo adiacente alla riga in funzione della larghezza della riga

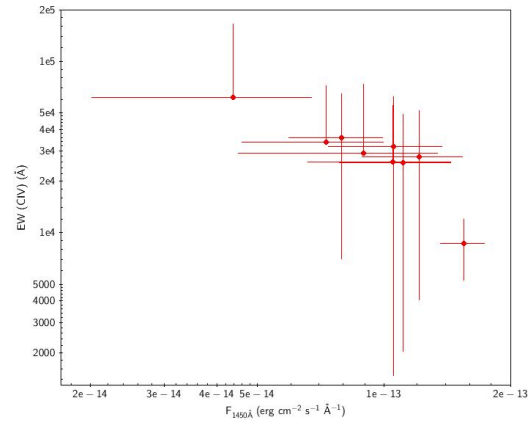


Figura 3.15: Andamento della larghezza equivalente in funzione del flusso del continuo

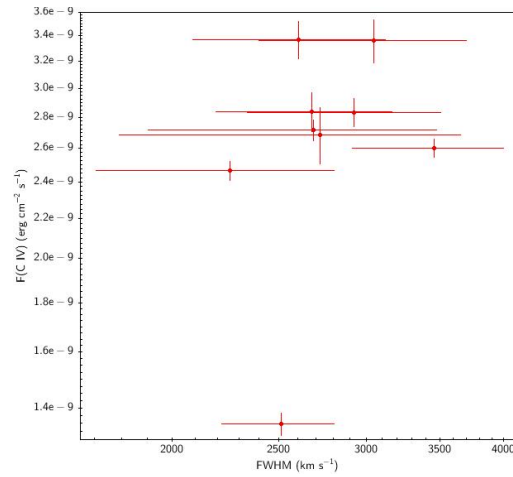


Figura 3.16: Andamento del flusso integrato della riga in funzione della larghezza della riga

NGC 4151

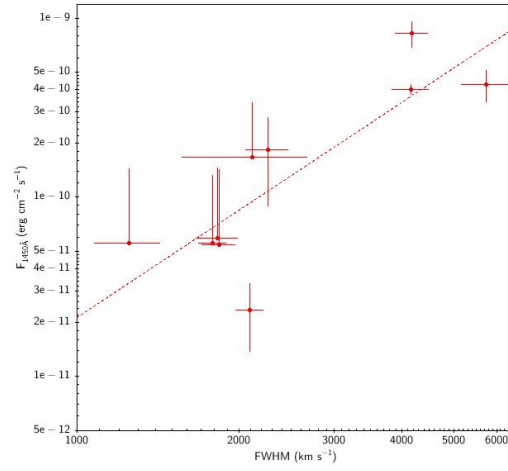


Figura 3.17: Andamento de flusso del continuo adiacente alla riga in funzione della larghezza della riga

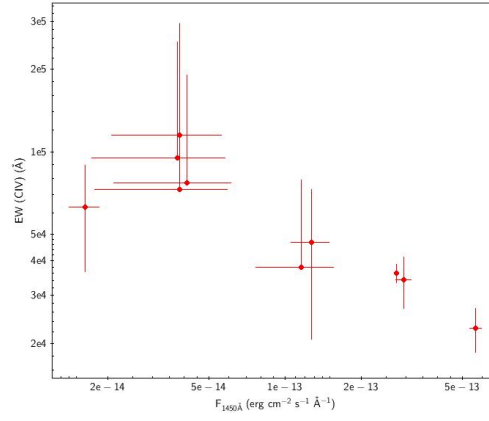


Figura 3.18: Andamento della larghezza equivalente in funzione del flusso del continuo

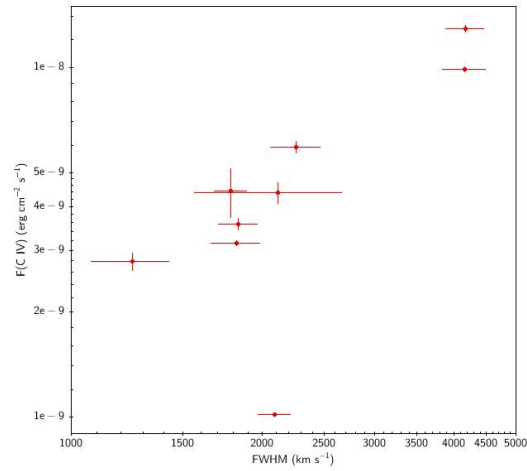


Figura 3.19: Andamento del flusso integrato della riga in funzione della larghezza della riga

NGC 4395

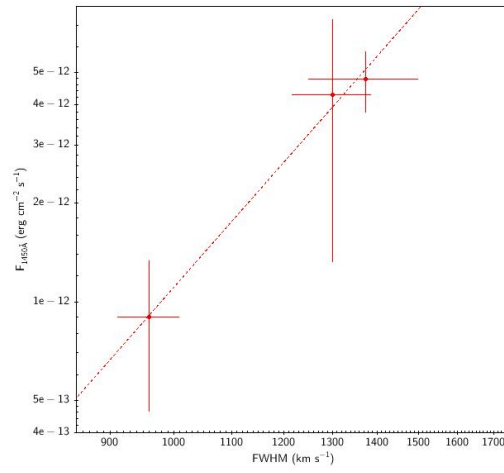


Figura 3.20: Andamento de flusso del continuo adiacente alla riga in funzione della larghezza della riga

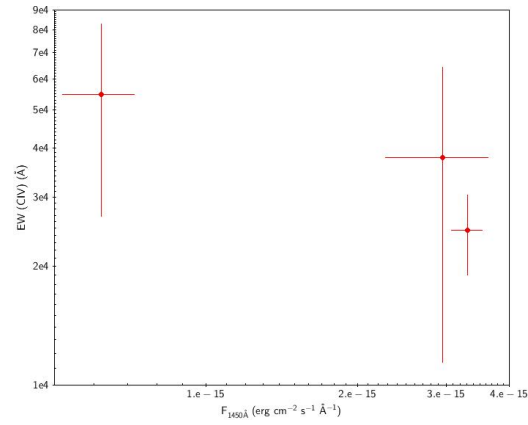


Figura 3.21: Andamento della larghezza equivalente in funzione del flusso del continuo

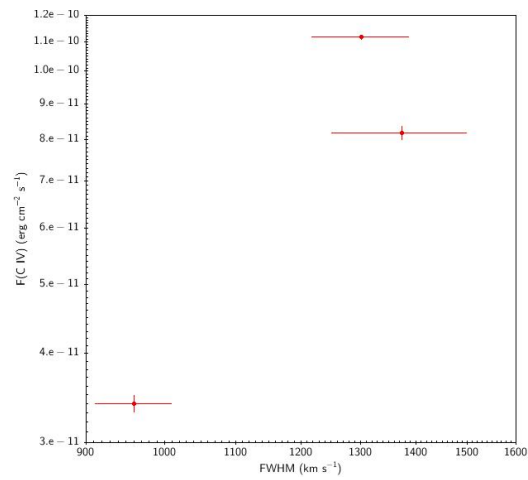


Figura 3.22: Andamento del flusso integrato della riga in funzione della larghezza della riga

NGC 5548

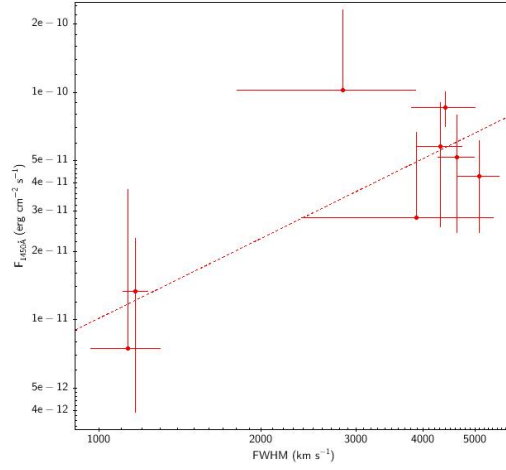


Figura 3.23: Andamento de flusso del continuo adiacente alla riga in funzione della larghezza della riga

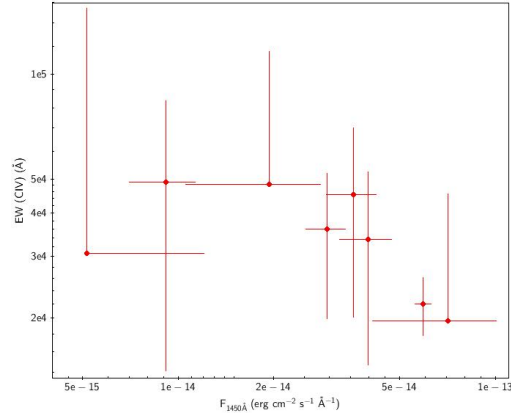


Figura 3.24: Andamento della larghezza equivalente in funzione del flusso del continuo

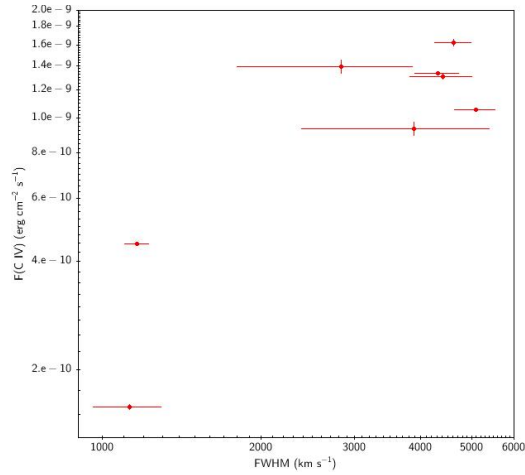


Figura 3.25: Andamento del flusso integrato della riga in funzione della larghezza della riga

3.2.2 Le curve di luce

Le curve di luce seguenti, in cui sono mostrati in funzione della data giuliana di osservazione le intensità di continuo a $1450\text{\AA}$ e della riga del C IV, saranno importanti per identificare gli eventi nei

grafici precedentemente illustrati. Le raggruppiamo assieme perché sarà interessante notare quanto è importante una omogeneità nel campionamento temporale.

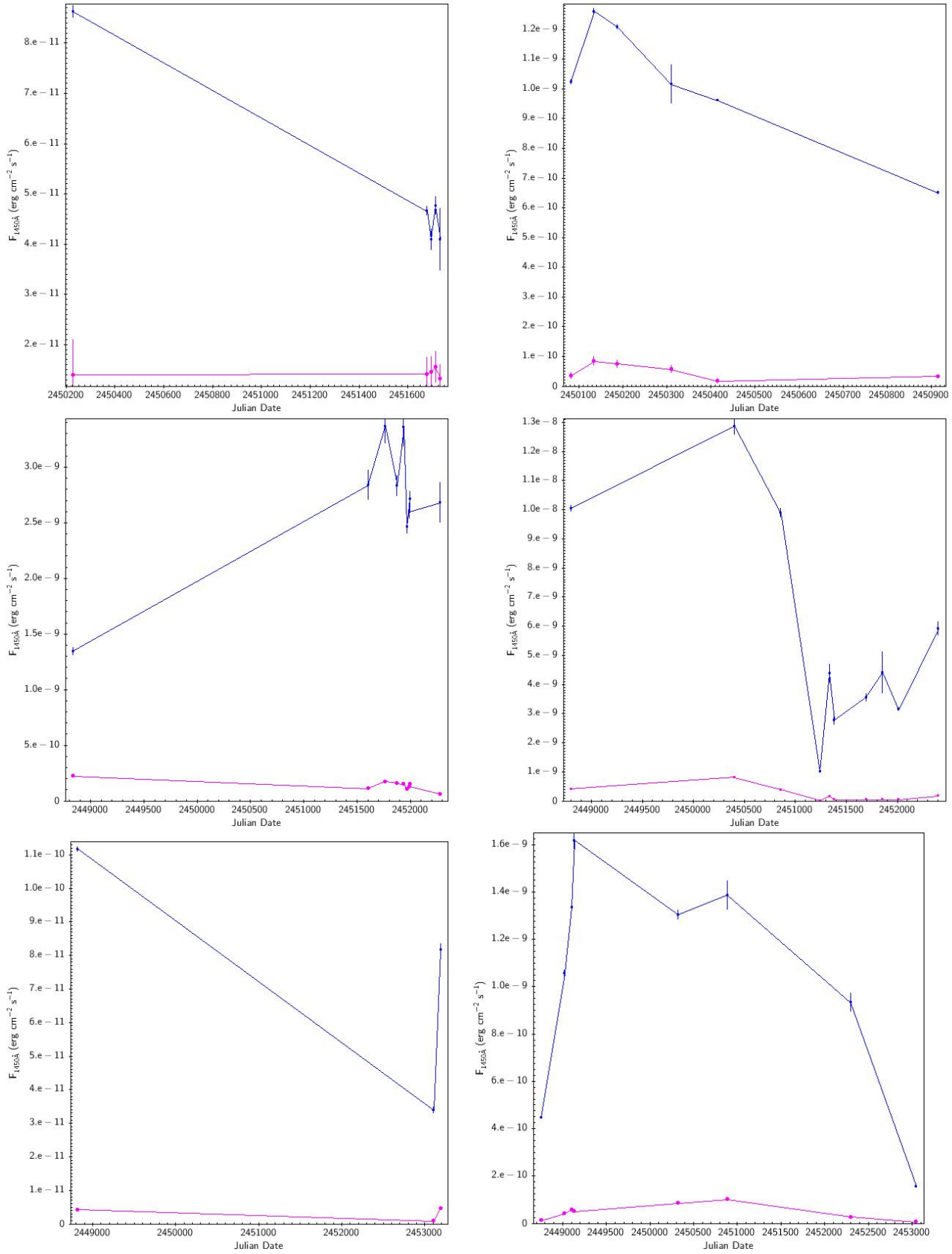


Figura 3.26: Variazione del flusso del continuo a 1450Å (curva rosa) e della riga del C IV (curva blu) in funzione del tempo per il campione di AGN analizzato

Capitolo 4

Risultati:

Commenti e prospettive per il futuro

4.1 Le conclusioni ricavabili dal nostro campione

Ark 564

Dalla curva di luce (fig. 3.26, pannello in alto a sinistra) si nota che l'AGN ha esibito un flare della sorgente centrale della durata di 75 giorni.

Facendo riferimento sempre alla curva di luce e al grafico continuo-FWHM (fig. 3.8) si nota che la configurazione con la larghezza minore per la riga del C IV è associata allo spettro ottenuto separatamente dal gruppo degli altri 4. I tre spettri intermedi nella curva di luce mostrano nel grafico di fig. 3.8 una larghezza decrescente con l'aumentare della luminosità della sorgente centrale, mentre dall'ultima osservazione si nota che la BLR è stata perturbata da un brusco incremento di energia emessa dal disco di accrescimento che porta il gas in cui si trovano gli ioni ad allontanarsi dalla configurazione di equilibrio viriale (la riga si allarga all'aumentare della luminosità) suggerendo che la pressione di radiazione svolge un forte ruolo nella dinamica del gas. Si potrebbe verificare la posizione del picco della riga, in quanto un suo spostamento rispetto al redshift sistemico della galassia ospite descrive un moto radiale, uscente se lo spostamento è verso il blu, di caduta (sul SMBH) se lo spostamento è verso il rosso.

In fig. 3.9 è mostrato l'andamento della larghezza equivalente rispetto alle variazioni di flusso del continuo: la previsione dell'effetto Baldwin comporta che le larghezze equivalenti siano anticorrelate con F_{cont} . Questo sembra apparire in un debole andamento dei punti osservati durante il flare mentre l'osservazione temporalmente isolata sembra definire uno stato dinamicamente differente della BLR.

Infine, in fig. 3.10 si vede che la variazione a breve termine influenzata dal flare non mostra un semplice rapporto tra flusso della riga e larghezza del profilo ma considerando le variazioni di luminosità a lungo termine si può apprezzare un sostanziale allargamento della riga nel passare da uno stato in cui essa era molto luminosa ad uno in cui era poco luminosa. Purtroppo i dati sono troppo distanti e maldisposti per trarre conclusioni definitive su questa proprietà.

NGC 3516

Durante il monitoraggio regolare (fig. 3.26, pannello in alto a destra) la riga tende ad allargarsi all'aumentare della luminosità del continuo (fig. 3.11). Questo comportamento si può associare alla comparsa di una componente di velocità non virializzata. Nel momento in cui il flusso di energia emessa dal disco di accrescimento diminuisce osserviamo che la BLR reagisce mostrando il profilo più largo della riga come ci si aspetta se l'emissione proviene dalle regioni più interne: questo è compatibile con un riavvicinamento all'equilibrio viriale dopo lo stato di massima luminosità.

In fig. 3.12 la riga mostra un effetto Baldwin ben definito con una larghezza equivalente decrescente all'aumentare del flusso del continuo il cui comportamento appare maggiormente regolare probabilmente in virtù del miglior campionamento dei dati e dell'assenza di rapidi cambiamenti di luminosità.

Anche il flusso della riga mostra un andamento crescente con l'allargamento del profilo durante la fase di massima luminosità (di 300 giorni, dalla curva di luce in fig. 3.26). Quando però la riga perde di intensità a causa della diminuzione di energia emessa dal disco di accrescimento (fig. 3.13) osserviamo un ulteriore allargamento del profilo, indice di emissione dominata dalle regioni interne.

NGC 3783

Dalla fig. 3.14 è difficile determinare con precisione l'intensità del continuo a causa del basso rapporto segnale/rumore (ciò si riflette nella grande estensione delle barre di errore verticali). Quello che si può dire è che il profilo della riga non sembra direttamente collegato allo stato di luminosità del disco di accrescimento.

L'AGN mostra un effetto Baldwin sufficientemente regolare (fig. 3.15) con il punto di massima intensità del continuo associato ad un singolo spettro preso a distanza di diversi anni dalla campagna di monitoraggio. Durante il monitoraggio (di durata di 400 giorni), l'oggetto non mostra particolare attività di flare.

Dalla fig. 3.16 si nota che il flusso minimo della riga viene registrato nello spettro isolato in corrispondenza del massimo flusso determinato per il continuo. La riga non manifesta una tendenza univoca poiché il profilo tende ad allargarsi all'aumentare del flusso raggiungendo però l'allargamento massimo nella fase in cui la luminosità del disco di accrescimento ha già iniziato a decrescere. Durante la fase di monitoraggio (di durata di 400 giorni), la curva di luce (fig. 3.26) mostra un andamento irregolare in cui osserviamo profili più allargati in stati di luminosità minore. Lo spettro temporalmente isolato corrisponde ad uno stato che precede di diversi anni (~ 8) il monitoraggio in cui la BLR dimostra una diversa configurazione cinematica; non ci sono però dati sufficienti per valutare quale sia stata l'evoluzione tra i due stati.

NGC 4151

L'AGN mostra un profilo di riga che tende ad allargarsi all'aumentare della luminosità (fig. 3.17) ma in questo caso la presenza di una forte componente in assorbimento (sottratta tramite fit multigaussiano dagli spettri della riga C IV) sull'ala blu è indice di un fenomeno di oscuramento che può influenzare particolarmente lo stato di bassa energia.

Anche l'effetto Baldwin (fig. 3.18) se pur particolarmente visibile mostra un'irregolarità con il punto di minima luminosità al di fuori della sequenza delle altre osservazioni, analogamente a quanto accade in NGC 5548 come vedremo a breve

Il profilo della riga si allarga complessivamente all'aumentare del flusso (fig. 3.19) in accordo con la comparsa di un fenomeno di assorbimento sulle regioni centrali ma in controtendenza con un complessivo equilibrio viriale, che peraltro non sarebbe atteso sulla base dell'attività decisamente variabile di questo AGN monitorato nel miglior dettaglio fin qui disponibile.

NGC 4395

Abbiamo troppi pochi punti per determinare un comportamento complessivo. In fig. 3.20 i due punti di maggiore luminosità sono associati ai profili più larghi, suggerendo un effetto di perturbazione dinamica della BLR probabilmente a causa del campo di radiazione.

L'effetto Baldwin (fig. 3.21) è presente e non si distinguono particolari irregolarità.

In fig. 3.22 si osserva il massimo allargamento in uno stato di flusso della riga intermedio che sembra avere le caratteristiche di un flare durante il quale possiamo aspettarci una perturbazione dinamica della BLR.

NGC 5548

Complessivamente la riga mostra un profilo che tende ad allargarsi all'aumentare della luminosità (fig. 3.23). La sorgente del continuo mostra una curva di luce regolare (fig. 3.26, pannello in basso a destra) senza particolare variabilità. Gli stati di più bassa luminosità tuttavia dimostrano un ampio intervallo di indeterminazione del continuo. Nel caso di questo AGN si suppone che un fenomeno di

oscuramento (interno alla stessa BLR) delle regioni centrali possa aver influito sulla visibilità delle componenti larghe della riga; questo comportamento, però, non può essere interpretato semplicemente in termini di equilibrio viriale.

L'effetto Baldwin è comunque apprezzabile (fig. 3.24) anche se l'andamento non risulta completamente regolare, probabilmente anche per via dell'elevata incertezza associata ad alcune osservazioni. Il fatto che il punto di minore luminosità non concordi chiaramente con la sequenza delle altre osservazioni è indice o di un problema di misurazione sullo spettro o della comparsa di un fenomeno di parziale oscuramento.

Da fig. 3.25 si nota che la riga ha tendenza a mostrare profili più larghi negli stati di flusso più alto che può essere interpretata come una visuale più libera sulle regioni centrali della sorgente ma che non permette considerazioni di equilibrio viriale.

4.2 Possibilità di campagne osservative a lungo termine

Si è studiato l'andamento dei profili di C IV in funzione della luminosità per un campione di AGN di tipo-I con diverse (almeno 4) osservazioni disponibili.

Tutti gli AGN del campione mostrano un sistematico aumento della FWHM in funzione di un aumento dell'energia emessa dal disco di accrescimento, che non permette di applicare una interpretazione viriale sulle lunghe scale temporali: su larghe scale temporali come quelle in esame in questa tesi (maggiori di un esperimento di RM) gli ioni, negli oggetti studiati, non sono soggetti esclusivamente all'influenza dell'attrazione gravitazionale ma anche la pressione di radiazione assume un ruolo importante nella definizione del moto del gas.

Si può concludere quanto segue:

- In presenza di forte variabilità la riga del C IV non mostra un andamento complessivamente viriale, il che conferma la scarsa affidabilità di questo indicatore per stimare la M_{BH} ;
- Indizi compatibili con un comportamento viriale vengono osservati in presenza di campionamento temporale sufficientemente denso e se la luminosità dell'AGN non subisce drammatiche variazioni;
- La variazione complessiva della riga sembra maggiormente influenzata dalla possibilità che le regioni centrali vengano oscurate; ciò sembra particolarmente probabile in NGC4151 e NGC5548.

Su scale temporali più piccole si può apprezzare per Ark 564 un andamento che si avvicina ad un equilibrio tra la forza gravitazionale e la luminosità. Questo equilibrio è parametrizzato nel piano $\log L$ - $\log V$ da una retta di pendenza -4 (e intercetta tipica di ogni AGN); si osserva nel nostro campione che la previsione è sistematicamente disattesa: una pendenza maggiore, nei nostri casi addirittura positiva, è indice che la pressione di radiazione svolge un ruolo importante nel regolare la dinamica della BLR e che è necessario considerare la presenza di moti radiali uscenti. Questo si potrebbe verificare misurando con precisione lo spostamento verso il blu del centro della riga.

Dalla complessità della struttura della BLR indagata nel capitolo 1, si potrebbe pensare di parametrizzare le righe con due componenti, una larga per valutare il contributo all'emissione della riga proveniente dalle regioni più vicine alla sorgente centrale e una più stretta per valutare il comportamento del gas a raggi maggiori. Il problema di questa procedura, data la complessità del profilo, sta nel definire con criterio rigoroso le due componenti, cosa per niente facile in casi di spettri rumorosi, come capita abbastanza spesso per sorgenti ad alti redshift e/o in stati di bassa luminosità.

Inoltre, prima di poter indagare una dipendenza radiale dei parametri fisici che determinano lo stato cinematico della regione di migliore emissione per le righe larghe e più intense della regione ottica-ultravioletta dello spettro di AGN di tipo-I, si ha necessità di dati distribuiti su scale temporali maggiori e con maggiore omogeneità.

E' evidente che un regolare campionamento degli AGN sia indispensabile per determinare le caratteristiche dinamiche della BLR vincolando la determinazione della massa centrale (BH) sulla base degli indicatori spettrali più affidabili.

Infine, c'è una differenza sostanziale tra un vero e proprio esperimento di reverberation mapping e uno studio (seppur di scarso peso statistico) come questo: la durata degli esperimenti di RM è ben

inferiore e l'obiettivo è di determinare la dimensione della BLR dai differenti tempi di risposta di una regione spettrale rispetto ad un'altra; nelle curve di luce si mostrano quindi gli andamenti in funzione del tempo del livello del continuo a due differenti lunghezze d'onda (per esempio a $1450\text{\AA}$ e a $5100\text{\AA}$). Nel nostro caso, invece, abbiamo mostrato il differente andamento della riga del C IV rispetto al continuo sottostante: con un campionamento temporale adeguato, si potrebbero studiare i meccanismi che regolano i due livelli di emissione. Una stima della durata di un esperimento del genere potrebbe essere 3 volte il tempo scala dinamico tipico per il dato AGN, quindi esperimenti su periodi che vanno dai 10 ai 15 anni. Un campionamento adeguato risulta da un numero di osservazioni di circa 2-300, perché sotto tale intervallo temporale tra un'osservazione e l'altra non si hanno in media variazioni consistenti di luminosità; la condizione di omogeneità, oltre ad essere sempre un ottimo prerequisito, sarà chiara dalle possibili implicazioni di uno studio dell'evoluzione temporale della FWHM della riga. La ricerca di un "raggio istantaneo" è compito di esperimenti di reverberation mapping, come già discusso nel dettaglio.

In particolare, definendo una luminosità media sopra la quale si ha significativo discostamento dall'equilibrio viriale (come si potrebbe dedurre dal caso di Ark 564, dove le tre configurazioni consecutive nella curva di luce mostrano un andamento decrescente della FWHM rispetto al flusso del continuo) e quindi le orbite chiuse (conseguenza di equilibrio viriale) vengono perturbate dalla pressione di radiazione, si potrebbero dividere i dati in bin temporali definiti da $L > \bar{L}$ per indagare sotto quali condizioni i flare di luminosità del disco di accrescimento producono perturbazioni reversibili nella BLR.

Da questi intervalli di tempo, con l'aggiunta della conoscenza della variazione della velocità del gas dalla variazione delle FWHM delle righe spettro per spettro, si può avere un'idea dell'evoluzione delle velocità durante la fase di flare e delle accelerazioni complessive che subiscono gli atomi emettenti la determinata riga d'emissione; da questa, tramite modelli teorici, si potrebbero valutare i contributi delle varie componenti.

Inoltre, una conoscenza dei tempi tipici di perturbazione della BLR potrebbe portare a porre dei solidi vincoli per la determinazione della dipendenza radiale della composizione ionica del gas della BLR. Si potrebbe avere quindi una misura indiretta del parametro di ionizzazione (ad oggi calcolato sulla base di modelli di fotoionizzazione) e da esso un'ulteriore verifica se la relazione $R \propto L^{1/2}$ prevista dai modelli di fotoionizzazione è soddisfatta o meno.

Bibliografia

- Baskin A., Laor A., 2005, *What controls the CIV line profile in active galactic nuclei?*, Mon. Not. R. Astron. Soc. 356, 1029–1044.
- Coatman L., Hewett P. C., Banerji M., Richards G. T., 2016, *C IV emission line properties and systematic trends in quasar black hole mass estimates*, Mon. Not. R. Astron. Soc. 461 (1), 647–665.
- Gaskell C. M., Klimek E. S., 2003, *Variability of active galactic nuclei from the optical to x-ray regions*, Astronomical and Astrophysical Transactions, Vol. 22 (4-5), pp. 611 – 6800
- Grupe D., 2004, *A Complete Sample of Soft X-ray Selected AGN: II. Statistical Analysis*, Astron.J. 127, 1799
- Ho L. C., Goldoni P., Dong X., Greene J. E., Ponti G., 2012, *Simultaneous ultraviolet and optical emission-line profiles of quasars: implications for black hole mass determination*, The Astrophysical Journal, 754, 11.
- Koratkar A., Blaes O., 1999, *The Ultraviolet and Optical Continuum Emission in Active Galactic Nuclei: The Status of Accretion Disks*, the Astronomical Society of the Pacific, 111, 1–30.
- Netzer H., 2013, Cambridge University Press, *The physics and evolution of active galactic nuclei*.
- Peterson B. M., 2001, *Variability of active galactic nuclei*, The Starburst-AGN Connection, (Singapore: World Scientific) 61.
- Peterson B. M., Horne K., 2004, *Reverberation mapping of active galactic nuclei*, Astron. Nachr. / AN 325, No. 3, 248–251
- Peterson B. M., 2006, *The broad-line region in active galactic nuclei*, Lect. Notes Phys. 693, 77–100.
- Škoda P., 2006, *Virtual Observatory as a tool for stellar spectroscopy*, Highlights of Astronomy, Volume 14 IAU XXVI General Assembly, 14–25 August.
- Sulentic J. W., Dultzin-Hacyan D., Marziani P., 2007, *Eigenvector 1: towards AGN spectroscopic unification*, RevMexAA (Serie de Conferencias), 28, 83–88
- Ulrich M. H., Maraschi L., Urry C. M., 1997, *Variability of active galactic nuclei*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 35, 445–502.
- Wandel A., 1999, *On the Baldwin Effect in Active Galactic Nuclei: I. The Continuum-Spectrum - Mass Relationship*, The Astrophysical Journal, 527, 649–656

Ringraziamenti

Le persone che mi sono state vicine in queste ultime settimane
sanno benissimo di esserlo state.

Un ringraziamento speciale va a Giovanni,
per la sua incredibile disponibilità e cortesia.

Un grazie enorme va anche a tutte le persone che mi sono state vicine in questo percorso.